

Experimente zur Untersuchung von Wechselwirkungen zwischen Stosswellen und stationären Magnetfeldern

Experiments Studying the Interaction of Shock Waves with Stationary Magnetic Fields

H. Klingenberg und H. Muntenbruch

IPP 3/45

November 1966

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K
G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Experimente zur Untersuchung von Wechselwirkungen zwischen Stosswellen und stationären Magnetfeldern

Experiments Studying the Interaction of Shock Waves with Stationary Magnetic Fields

H. Klingenberg und H. Muntenbruch

IPP 3/45

November 1966

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

November, 1966 (in German)

ABSTRACT

Interactions occurring between plane shock waves and a magnetic field perpendicular to them under the influence of energy and momentum input and output have been investigated in a theoretical paper by Rebhan [1]. The interaction between flow and field produces reflected shock or rarefaction waves and varies the intensity of the primary shock.

The object of experiments now in progress is to check this theory. The simple conditions necessary are provided by a diaphragm shock tube and a stationary magnetic field, and also by electrodes placed flat against the inside walls of the tube and connected outside the tube.

In the preliminary experiments the currents produced on interaction in shock-heated argon plasma are measured as a function of time for varying initial pressure (and hence flow velocity and conductivity), electrode surface area, magnetic field and load resistance. The maximum short-circuit current is several kA for magnetic fields of a few kG. The time resolution makes it possible (allowing for the inductance of the discharge circuit) to compare the current with the conductivity of the plasma (which depends on relaxation) as a function of time. The values of the conductivity theoretically calculated (by Carls and Rehder [2]) for the unperturbed shock-heated plasma can be used to estimate the diameter of the discharge channel (arc discharges being involved). This diameter is much smaller than the inner diameter of the shock tube. The interaction with the flow is thus negligibly small.

<u>1. EINLEITUNG UND ZIELSETZUNG</u>	1
<u>2. PRINZIPIELLER AUFBAU DES EXPERIMENTES UND ERSATZSCHALTBILD DES GENERATORS</u>	1
<u>3. EIGENSCHAFTEN DES PLASMAPFROPFENS</u>	3
<u>4. STOSSWELLENAPPARATUR UND MAGNETFELDSYSTEM</u>	6
4.1. <u>Stossrohr</u>	6
4.2. <u>Messkammer, Elektroden, Verbindungsbügel</u>	6
4.2.1. <u>Messkammer</u>	6
4.2.2. <u>Elektroden und Verbindungsbügel</u>	8
4.3. <u>Magnetfelderzeugung</u>	8
4.3.1. <u>Kondensatorbatterie und Magnetfeldspule</u>	8
4.3.2. <u>Triggerung</u>	11
<u>5. MESSAPPARATUR</u>	11
5.1. <u>Strommessspulen und Kalibrierung</u>	11
5.2. <u>Multiplier</u>	14
5.3. <u>Registrierapparatur, Messkabine, Abschirmung</u>	14
5.4. <u>Trommelkamera</u>	15
<u>6. DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN UND MESSERGEBNISSE</u>	15
6.1. <u>Messung von Aussenwiderstand und Induktivität</u>	15
6.2. <u>Strom-, Spannungs-, Multiplier- und Trommelkammermessungen</u>	16
6.2.1. <u>Allgemeines</u>	16
6.2.2. <u>Prinzipieller Verlauf der Messsignale</u>	16
6.2.3. <u>Ergebnisse der Multiplermessungen</u>	17
6.2.4. <u>Ergebnisse der Strommessungen</u>	19
6.2.4.1 <u>Oszillogramme als Beispiele</u>	19
6.2.4.2 <u>Angaben über den maximalen Strom</u>	19
6.2.4.3 <u>Zeitlicher Verlauf des Stromes und des Innenwiderstandes</u>	22
6.2.4.4 <u>Strom und Innenwiderstand für $R_a = 1 \Omega$</u>	23
6.2.5. <u>Spannungsmessungen</u>	24
6.2.6. <u>Trommelkameraaufnahmen</u>	24
6.3. <u>Auftreten von Lichtbögen</u>	24
6.4. <u>Abschätzung der Wechselwirkung</u>	24
6.5. <u>Abschätzung des Eigenmagnetfeldes</u>	26
6.6. <u>Zusammenstellung charakteristischer Werte</u>	27
<u>7. DISKUSSION</u>	28
<u>LITERATURVERZEICHNIS</u>	29

1. EINLEITUNG UND ZIELSETZUNG

Bei vielen Plasmaexperimenten treten komplizierte Wechselwirkungen zwischen Stosswellen und Magnetfeldern auf. Deshalb ist es interessant, solche Phänomene unter einfachen und übersichtlichen Bedingungen zu studieren.

Im Institut für Plasmaphysik wurde von Rebhan [1] die Wechselwirkung zwischen ebenen Stosswellen und einem dazu senkrechten Magnetfeld bei Energie- und Impuls- Ein- und Auskopplung theoretisch untersucht. Dabei sollten eine reflektierte Stosswelle oder Verdünnungswellen erzeugt und die Stärke der primären Stosswelle geändert werden. Das eigentliche Ziel der begonnenen Experimente ist die Überprüfung dieser Rebhan'schen Theorie. Genügend einfache Bedingungen, die den Voraussetzungen entsprechen, auf denen die Theorie basiert, scheinen durch die Benutzung eines Membranstossrohres, eines stationären Magnetfeldes und durch den Einbau aussen verbundener Elektroden in die Rohrwand gegeben. Mit einer solchen Apparatur lassen sich aber auch Phänomene untersuchen, wie sie bei Experimenten an MHD-Generatoren auftreten, dort jedoch wegen des stationären Betriebes nur unter grossen Schwierigkeiten studiert werden können.

Die vorliegende Arbeit beschreibt die erste Phase der Experimente und befasst sich mit den Ergebnissen von zeitaufgelösten Messungen der bei der Wechselwirkung entstehenden Ströme, d. h. vor allem mit dem Generatoraspekt.

2. PRINZIPIELLER AUFBAU DES EXPERIMENTES UND ERSATZSCHALTBILD DES GENERATORS

Abb. 1 zeigt den prinzipiellen Aufbau der experimentellen Anordnung. Senkrecht zum Stossrohr und damit senkrecht zur Strömungsrichtung wird ein stationäres Magnetfeld B angelegt. Flach an den Wänden des Stossrohres sind Elektrodenpaare angebracht, die jeweils über Bügel von bekanntem Ohm'schen Widerstand verbunden sind. Von "links" kommt der Plasmapropfen mit der Geschwindigkeit v , der hinter der Stossfront mit einer Relaxationszone der Ionisation beginnt und von der Kontaktfront gegen das kalte Treibgas hin begrenzt wird. Erreicht die Stossfront den Rand der Elektroden, so wird infolge der $[v \times B]$ -EMK über die Bügel ein Strom fließen. Mit Hilfe einer Messspule kann die zeitliche Ableitung des Stromes (dI/dt) - bzw. mit einem Integrationsglied der Strom I selbst - in seinem zeitlichen Verlauf gemessen werden. Die Anordnung stellt auf diese Weise einen Impulsgenerator dar.

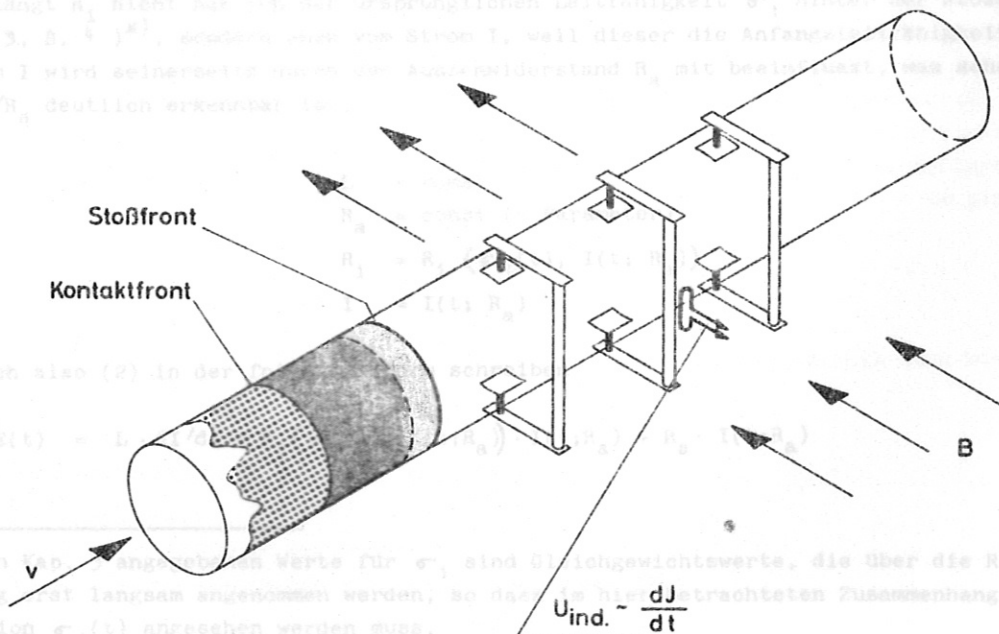


Abb. 1 Prinzipskizze des Stossrohres mit Elektroden und Strommessspule im Magnetfeld

Abb. 2 zeigt das Ersatzschaltbild des Generators:

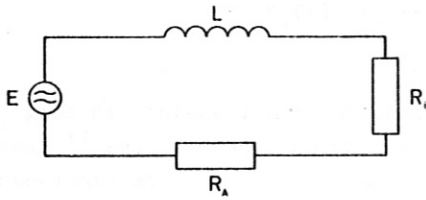


Abb. 2 Ersatzschaltbild des (Impuls-) Generators

- L ist die Gesamtinduktivität der Entladungsschleife (Verbindungsbügel mit Elektroden und Stromkanal im Plasma)
- R_i der Gesamtinnenwiderstand (Stromkanal)
- R_a der Gesamtaussenwiderstand (Verbindungsbügel)
- E die Generator-EMK:

$$E(t) = v \cdot B \cdot d \cdot s(t) \quad (1)$$

d = effektiver Abstand Kathode - Anode
 s(t) = zeitabhängiger Faktor, der den zeitlichen Verlauf der EMK beschreibt

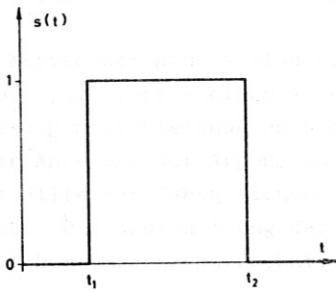


Abb. 3 s(t)

Da schon unmittelbar hinter der Stossfront genügend Ladungsträger vorhanden sind, kann E(t) durch einen rechteckigen zeitlichen Verlauf approximiert werden. s(t) ist also eine Sprungfunktion (s. Abb. 3).

t_1 ist die Ankunftszeit der Stossfront an der Elektrode, $t_2 - t_1$ die Wechselwirkungszeit, bestimmt durch die Länge und die Geschwindigkeit des Plasmapropfens, der an der Kontaktfront endet.

Bekanntlich ist

$$E(t) = d(L \cdot I)' / dt + R_i \cdot I + R_a \cdot I \quad (2)$$

Die Induktivität L kann im vorliegenden Fall näherungsweise als konstant angenommen werden. Auch R_a ist konstant, allerdings ein von Experiment zu Experiment variierbarer Parameter. Dagegen hängt R_i nicht nur von der ursprünglichen Leitfähigkeit σ_1 hinter der Stossfront ab (s. Kap. 3, S. 4)*), sondern auch vom Strom I, weil dieser die Anfangsleitfähigkeit ändern kann. Der Strom I wird seinerseits durch den Aussenwiderstand R_a mit beeinflusst, was schon in $I_{max} < E/R_a$ deutlich erkennbar ist.

Mit

$$\begin{aligned} L &= \text{const} \\ R_a &= \text{const} (= \text{Parameter}) \\ R_i &= R_i(\sigma_1(t), I(t; R_a)) \\ I &= I(t; R_a) \end{aligned}$$

lässt sich also (2) in der folgenden Form schreiben

$$E(t) = L \cdot dI/dt + R_i(\sigma_1(t), I(t; R_a)) \cdot I(t; R_a) + R_a \cdot I(t; R_a) \quad (2')$$

* Die in Kap. 3 angegebenen Werte für σ_1 sind Gleichgewichtswerte, die über die Relaxationszone hinweg erst langsam angenommen werden, so dass im hier betrachteten Zusammenhang σ_1 als Zeitfunktion $\sigma_1(t)$ angesehen werden muss.

Wenn L , R_a und E bekannt sind und $I(t)$ bzw. dI/dt gemessen werden, dann kann der zeitliche Verlauf des vor allem interessierenden Innenwiderstandes ermittelt werden:

$$R_i(t) = \frac{E(t) - L \cdot dI/dt - R_a \cdot I(t)}{I(t)} \quad (3)$$

R_i gibt die integralen Eigenschaften des Stromkanals wieder. Über die Verhältnisse im Entladungskanal *) selbst können höchstens indirekte Aussagen gemacht werden, weil die Stromdichteverteilung unbekannt ist.

3. EIGENSCHAFTEN DES PLASMAPROPFENS

Mit Hilfe der bekannten Gesetze der Gasdynamik können die Eigenschaften des zwischen Stossfront und Kontaktfront komprimierten Gases, d. h. die Eigenschaften des Plasmapropfens theoretisch für den Fall berechnet werden, dass sich thermisches Gleichgewicht eingestellt hat (also für das Plasma hinter der Relaxationszone) [3]. Für Argon, in dem alle Messungen durchgeführt wurden, liegen solche Rechnungen für die hier interessierenden Machzahlen (Kap. 6.2.3) vor.

In den Kurven der Abb. 4 sind Werte dargestellt, die - mit Ausnahme der Werte für den Ausgangsdruck $p_0 = 0,1$ Torr - einer Arbeit von Carls und Rehder [2] entnommen sind. Bei der Lösung der Rankine-Hugoniot-Gleichungen haben die Autoren die zweifache Ionisation berücksichtigt, den Beitrag der Anregung der Argonatome zur inneren Energie aber vernachlässigt. Die Teilchenzahlen wurden mit Hilfe der Sahagleichungen, des Dalton'schen Gesetzes und der Quasineutralitätsbedingung berechnet. Die Erniedrigung der Ionisationsenergie wurde nach einer Theorie von Debye-Hückel ermittelt. Der Wirkungsquerschnitt für den Elektronen-Ionen-Stoss wurde nach einer von Maecker halb empirisch gefundenen Gleichung berechnet, für den Wirkungsquerschnitt Elektronen - Atomstoss ein von Drawin experimentell gefundener Wert benutzt. Damit konnte auch die Gleichstromleitfähigkeit σ_1 berechnet werden.

Die Werte für $p_0 = 0,1$ Torr sind einer anderen Arbeit entnommen [3], in der die interessierenden Werte auf ähnliche Art berechnet wurden.

Abb. 4 zeigt die Gleichgewichtsdaten des Plasmas in Abhängigkeit vom Ausgangsdruck p_0 , wobei die am Wechselwirkungsort gemessenen Stossmachzahlen (s. Kap. 6.2.3) zugrundegelegt wurden. Die angedeuteten Fehlerbreiten beziehen sich auf die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessungen, d. h. die Genauigkeit der Stossmachzahl. Dargestellt sind die Strömungsgeschwindigkeit V_1 , die Leitfähigkeit σ_1 , die Temperatur T_1 , die Elektronendichte N_{e1} , die Massendichte ρ_1 und der Druck p_1 .

Mit diesen Daten lassen sich der für den MHD-Generator wichtige Hall-Parameter $\omega\tau$, die theoretisch mögliche Stromdichte $j_{\text{theor.}}$, die magnetische Reynoldszahl R_m , die Grösse der elektromotorischen Kraft und der Wechselwirkungsparameter $W = \frac{2 \epsilon_1 B^2 \ell}{\rho_1 V_1}$ berechnen. Für das am häufigsten benutzte Magnetfeld der Induktion $B = 4k\Gamma$ und für eine Wechselwirkungslänge von $\ell = 1$ cm sind diese Grössen in Abb. 5 dargestellt.

*) Die Abschätzung einer maximalen Querschnittsfläche des Entladungskanals kann mit

$$R_i = \frac{d}{\sigma_1 \cdot Q}$$

- (σ_1 = Plasmaleitfähigkeit vor der Wechselwirkung
≅ $\sigma_{\text{Stromkanal}}$,
 Q = Querschnittsfläche des Stromkanals,
 d = Abstand der Elektroden ≅ Wirkungsbereich der EMK)

erfolgen, wenn σ_1 bekannt ist.

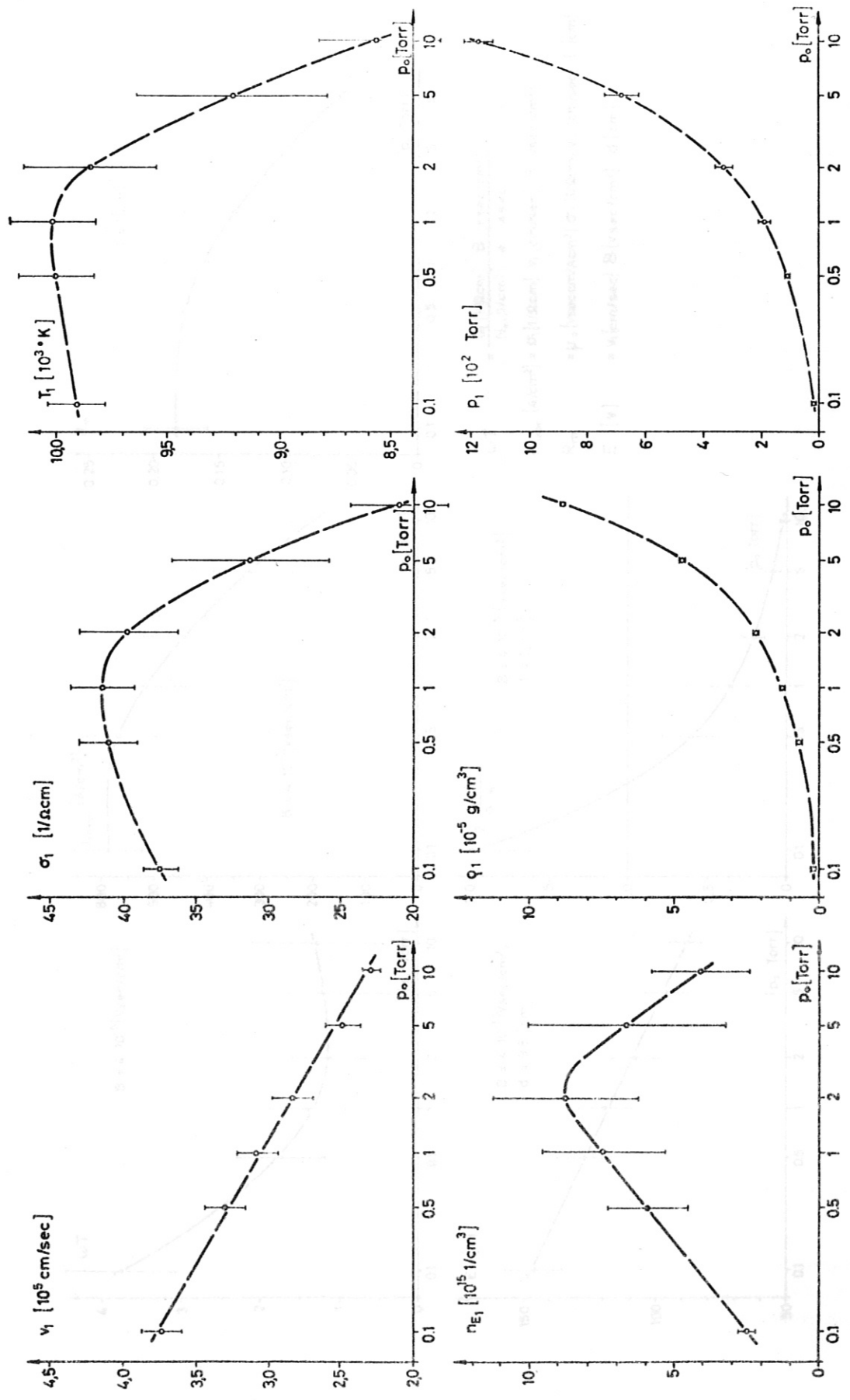
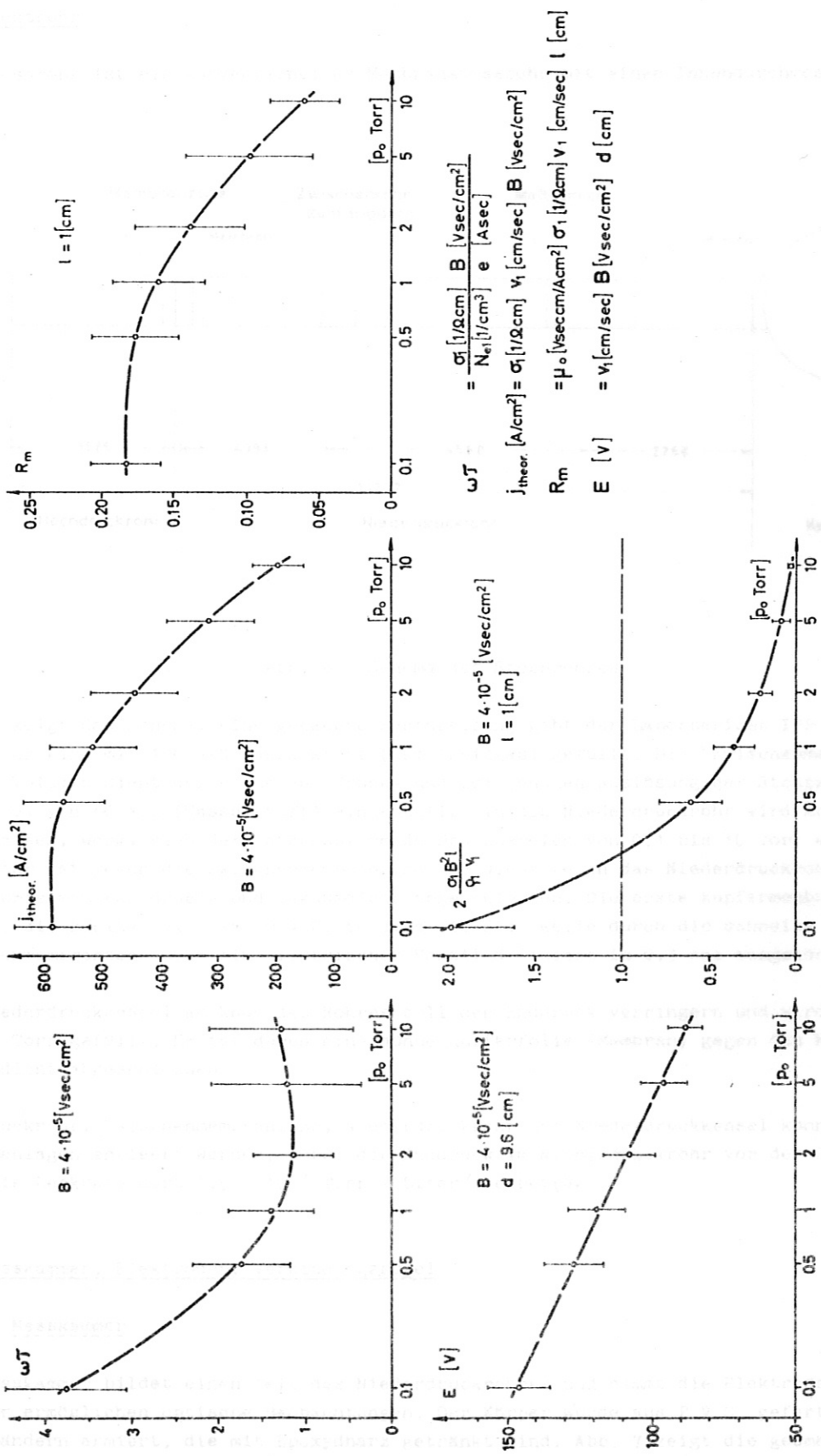


Abb. 5 Gleichgewichtsdaten des Plasmas hinter der Stoßfront im Äußerem Gebiet von p_0 (Tab. 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 66, 67, 68, 69, 70, 71, 72, 73, 74, 75, 76, 77, 78, 79, 80, 81, 82, 83, 84, 85, 86, 87, 88, 89, 90, 91, 92, 93, 94, 95, 96, 97, 98, 99, 100).

Abb. 4 Gleichgewichtsdaten des Plasmas hinter der Stoßfront in Abhängigkeit vom Ausgangsdruck p_0 : Temperatur T_1 , Elektronendichte n_{E1} , Massendichte ρ_1 , Druck p_1 , Leitfähigkeit σ_1 , Strömungsgeschwindigkeit v_1 .



$$\omega_J = \frac{\sigma_1 [1/\Omega \text{cm}]}{N_{e1} [1/\text{cm}^3]} B [\text{Vsec/cm}^2]$$

$$j_{theor.} [\text{A/cm}^2] = \sigma_1 [1/\Omega \text{cm}] v_1 [\text{cm/sec}] B [\text{Vsec/cm}^2]$$

$$R_m = \mu_0 [\text{Vsec/cm/Acm}^2] \sigma_1 [1/\Omega \text{cm}] v_1 [\text{cm/sec}] l [\text{cm}]$$

$$E [V] = v_1 [\text{cm/sec}] B [\text{Vsec/cm}^2] d [\text{cm}]$$

Abb. 5 Gleichgewichtsdaten des Plasmas hinter der Stoßfront in Abhängigkeit von p_0 für $B = 4 \text{ kA}$ (bzw. $l = 1 \text{ cm}$ und $d = 9,6 \text{ cm}$): Halparameter ω_J , theoretische Stromdichte $j_{theor.}$, magnetische Reynoldszahl R_m , Generator-EMK E , Wechselwirkungsparameter $\frac{2 \sigma_1 \cdot B^2 \cdot l}{\rho_1 \cdot v_1}$

4. STOSSWELLENAPPARATUR UND MAGNETFELDSYSTEM

4.1. Stossrohr

Das Stossrohr ist ein konventionelles Membranstossrohr mit einem Innendurchmesser von 10 cm.

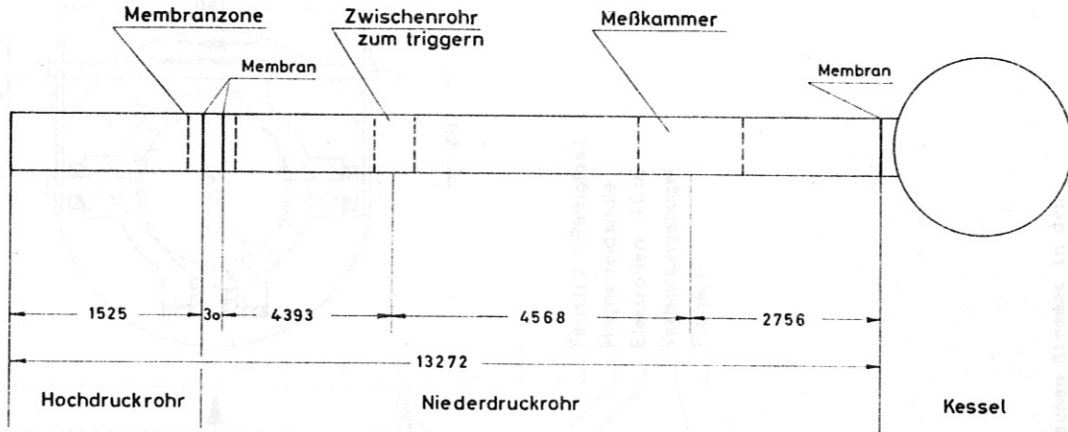


Abb. 6 Schema des Stossrohres

Abb. 6 zeigt das Schema, eine genauere Beschreibung gibt der Laborbericht IPP 3/43 [3]. Das Hochdruckrohr wird mit 100 Atü Wasserstoff (dem Treibgas) gefüllt. Die "Zwischenmembranzone" mit geringem Volumen dient der bequemen, druck- und zeitgenauen Auslösung der Stosswelle. In ihr wird ein Druck von 60 Atü (Wasserstoff) eingestellt. In das Niederdruckrohr wird Argon (das Testgas) eingelassen, wobei sich der interessierende Druckbereich von 0,1 bis 10 Torr erstreckt. Das Hochdruckrohr ist gegen die Zwischenmembranzone und diese gegen das Niederdruckrohr jeweils durch eine Kupfermembran druck- und vakuumdicht abgeschlossen. Die erste Kupfermembran platzt bei etwa 60 Atü, die zweite bei etwa 70 Atü, so dass die Stosswelle durch die schnelle Entleerung der Zwischenmembranzone über ein elektrisches Ventil definiert in 0,3 sec ausgelöst werden kann.

Der Niederdruckkessel am Ende des Rohres soll den Enddruck verringern und wird mit Stickstoff auf 50 Torr gefüllt. Er ist durch eine dünne Kupferfolie (Membran) gegen das Niederdruckrohr vakuumdicht abgeschlossen.

Hochdruckrohr, Zwischenmembranzone, Niederdruckrohr und Niederdruckkessel können mit getrennten Vakuumanlagen entleert werden, wobei der Enddruck im Niederdruckrohr vor der Füllung $< 10^{-3}$ Torr ist, die Leckrate dort $1,5 \cdot 10^{-4}$ Torr · Liter/sec beträgt.

4.2. Messkammer, Elektroden, Verbindungsbügel

4.2.1 Messkammer

Die Messkammer bildet einen Teil des Niederdruckrohres und nimmt die Elektrodenpaare auf. Kleine Fenster ermöglichen optische Beobachtungen. Der Körper wurde aus P.V.C. gefertigt und mit Glasfaserbändern armiert, die mit Epoxydharz getränkt sind. Abb. 7 zeigt die geometrischen Daten der Messkammer und die Richtung des Magnetfeldes und des Stromflusses.

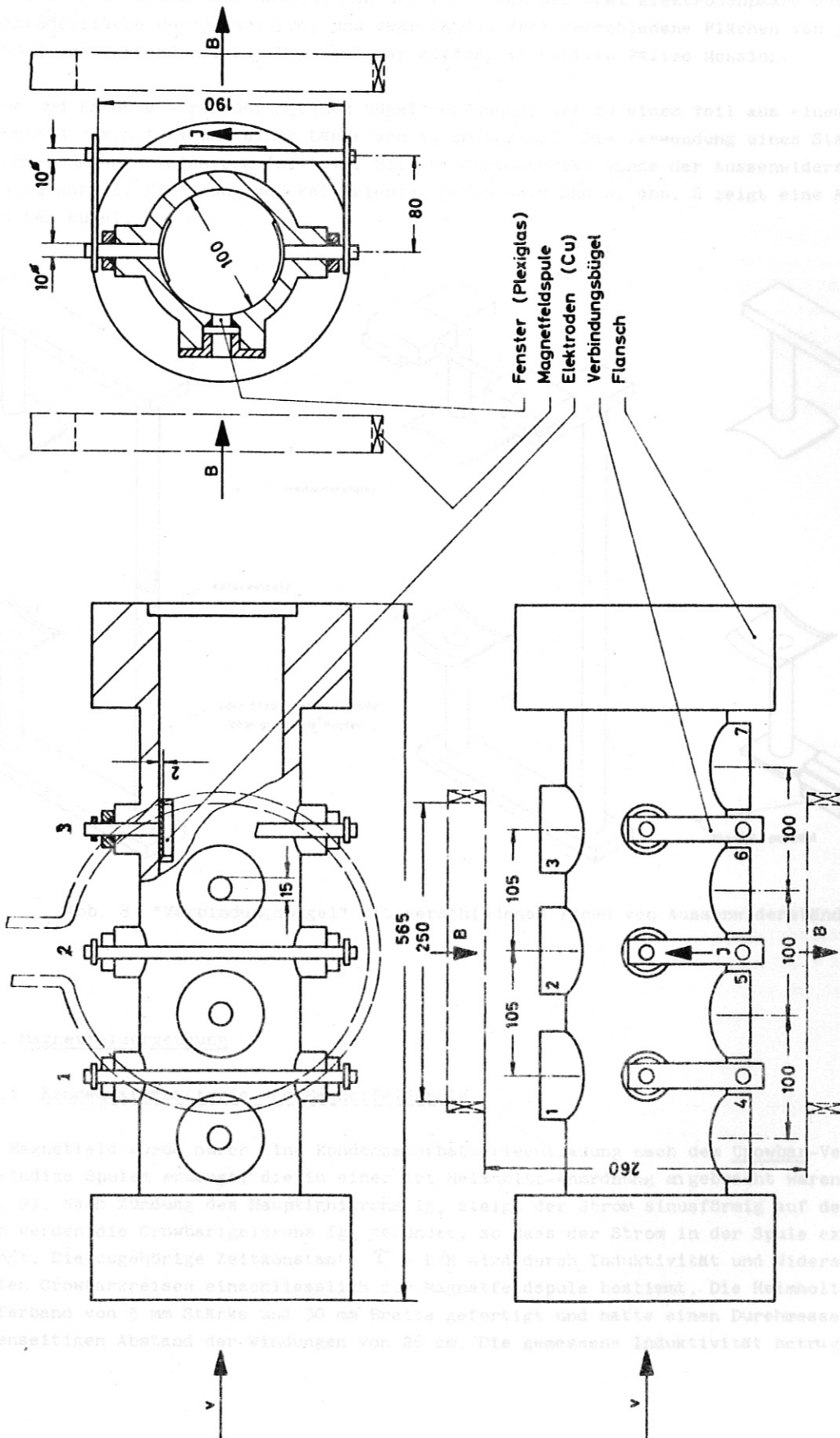


Abb. 7 Messkammer mit Angabe der Richtung des Magnetfeldes und der Richtung des elektrischen Stromes in den Kurzschlussbügeln (Elektrodenpaare und Fenster sind nummeriert).

4.2.2 Elektroden und Verbindungsbügel

Die Messungen wurden hauptsächlich an dem mittleren der drei Elektrodenpaare durchgeführt. Die Elektrodenfläche wurde variiert, und zwar fanden drei verschiedene Flächen von jeweils 25; 6 und 0,5 cm² Verwendung. Das Material war Kupfer, in einigen Fällen Messing.

Anode und Kathode waren durch einen Bügel verbunden, der zu einem Teil aus einem Stab mit einem Durchmesser von 1 cm und einer Länge von 19 cm bestand. Die Verwendung eines Stabes sollte die Strommessungen erleichtern (s. 5.1). Mit dem Stabmaterial wurde der Aussenwiderstand variiert, genauer war die Einfügung von kalibrierten Messwiderständen. Abb. 8 zeigt eine Ansicht der verwendeten Bügel.

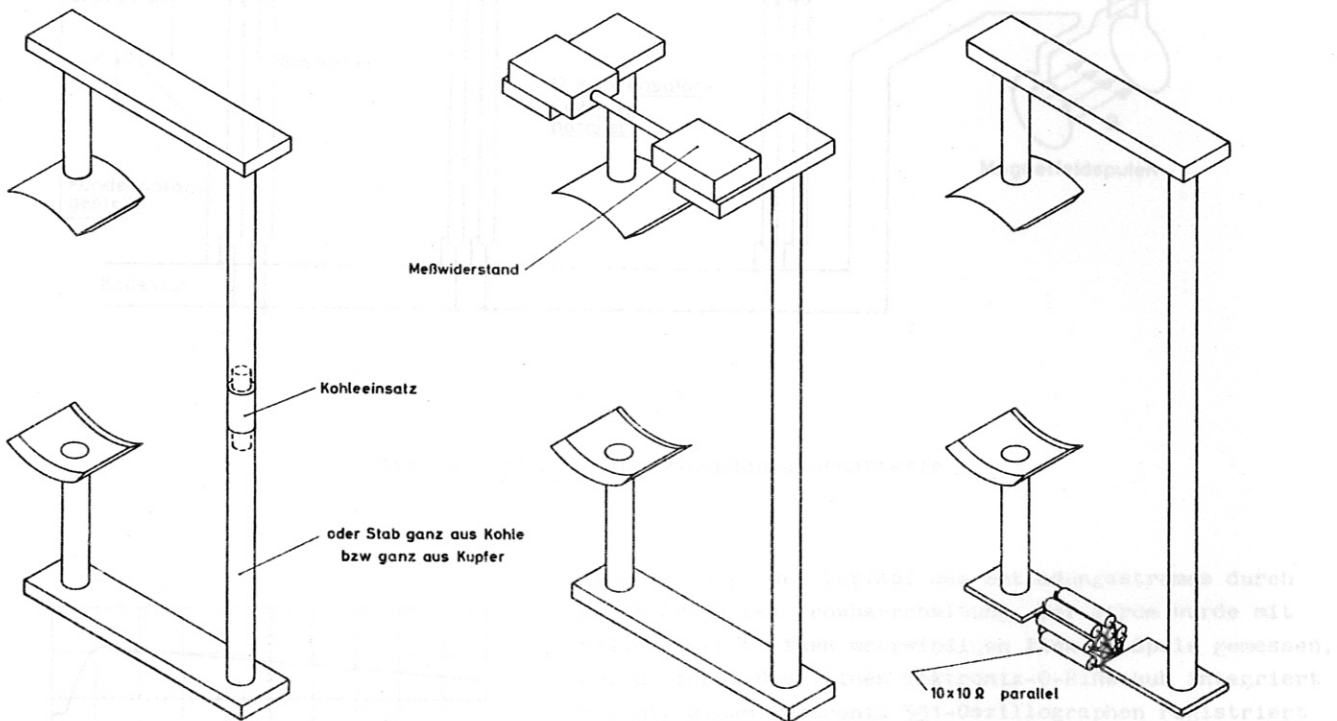


Abb. 8 "Verbindungsbügel" mit verschiedenen Typen von Aussenwiderständen

4.3. Magnetfelderzeugung

4.3.1 Kondensatorbatterie und Magnetfeldspule

Das Magnetfeld wurde durch eine Kondensatorbatterieentladung nach dem Crowbar-Verfahren über einwindige Spulen erzeugt, die in einer Art Helmholtz-Anordnung angebracht waren (Schaltung s. Abb. 9). Nach Zündung des Hauptignitrons I_{G_1} steigt der Strom sinusförmig auf den Maximalwert an. Dann werden die Crowbarignitrons I_{G_2} gezündet, so dass der Strom in der Spule exponentiell abklingt. Die zugehörige Zeitkonstante $\tau = L/R$ wird durch Induktivität und Widerstand des gesamten Crowbar-Kreises einschliesslich der Magnetfeldspule bestimmt. Die Helmholtzspule war aus Kupferband von 5 mm Stärke und 30 mm Breite gefertigt und hatte einen Durchmesser sowie einen gegenseitigen Abstand der Windungen von 26 cm. Die gemessene Induktivität betrug 1,1 μ Hy.

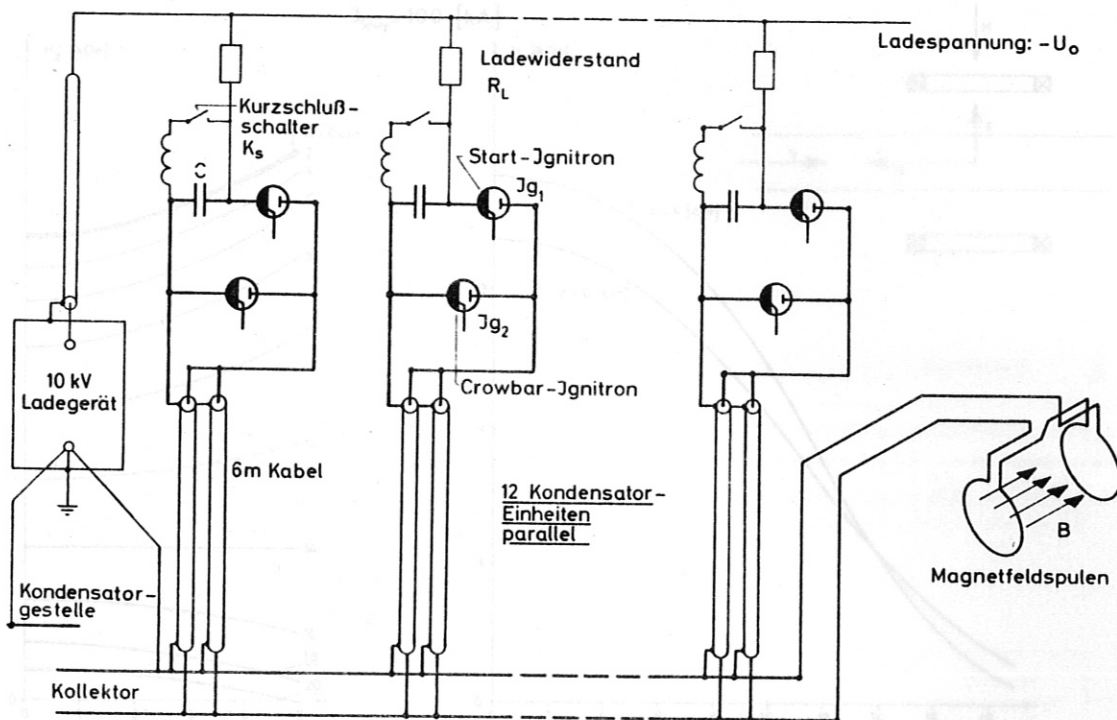


Abb. 9 30 kJ - 10 kV-Kondensatorbatterie

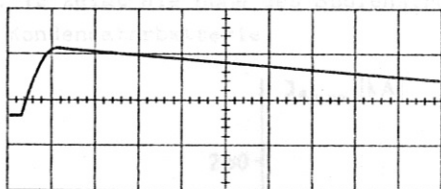


Abb. 10 Stromverlauf in der Magnetfeldspule.
Zeitablenkung: 50 µs/cm

Abb. 10 zeigt den Verlauf des Entladungsstromes durch diese Spule bei Crowbarschaltung. Der Strom wurde mit Hilfe einer kleinen mehrwindigen Pick-up-Spule gemessen, deren Signal über einen Tektronix-O-Einschub integriert und mit einem Tektronix 551-Oszillographen registriert wurde.

Die Batterieentladung muss zeitlich so getriggert werden, dass bei Ankunft der Stossfront am Wechselwirkungsort das Maximum des Stromes in der Magnetfeldspule bereits überschritten ist.

Für die Dauer der Wechselwirkung (100 - 200 µs, vgl. 6.2.4) fällt der Spulenstrom nur um etwa 10 %, so dass das Magnetfeld während der Messzeit wenigstens näherungsweise als stationär gelten kann. Der gerechnete räumliche Verlauf des Magnetfeldes zwischen den Spulen ist für einen Spulenstrom von 100 kA in Abb. 11 dargestellt *).

*) Diese Rechnungen wurden in der Gruppe Magnetfeldtechnik der Abteilung Technik von Herrn Krüger durchgeführt.

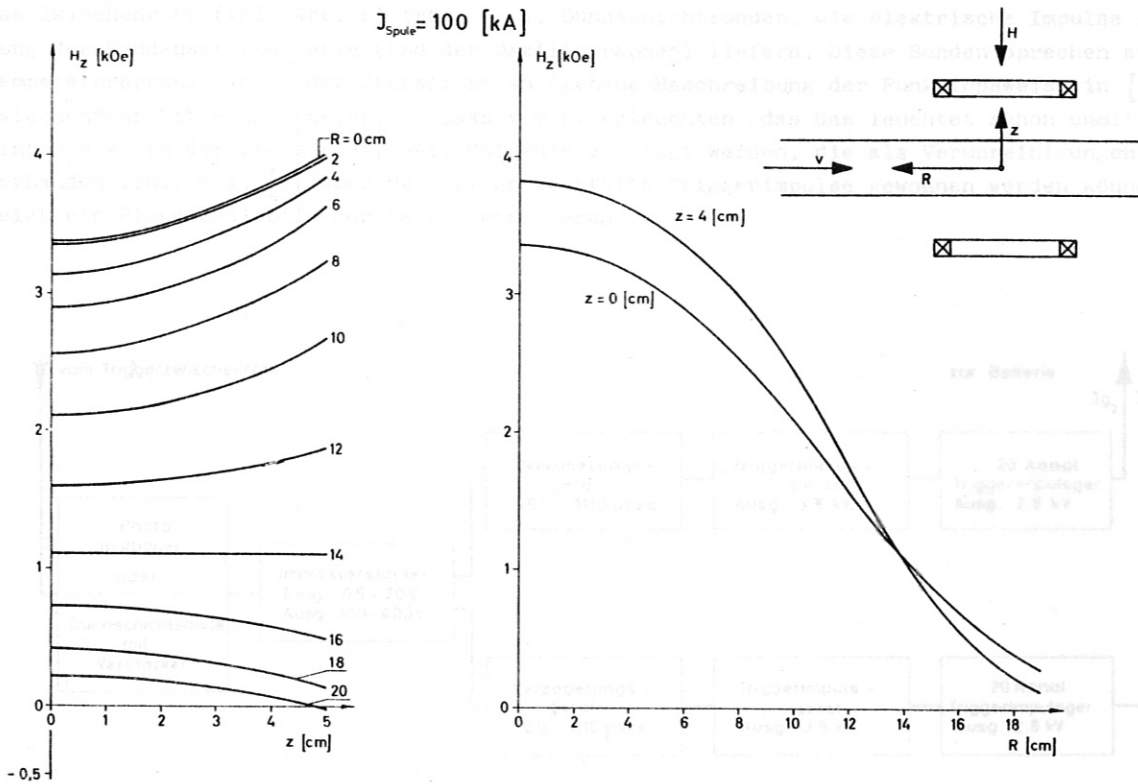


Abb. 11 Räumlicher Verlauf des Magnetfeldes im Messkammerbereich

Abb. 12 zeigt die Höhe des Spulenstromes (seines Maximums) in Abhängigkeit von der Ladespannung der Kondensatorbatterie.

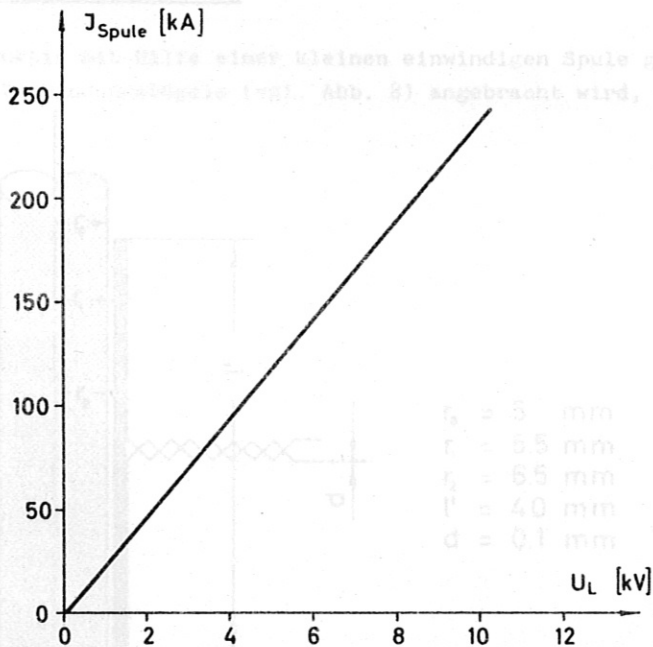


Abb. 12 Spulenstrom in Abhängigkeit von der Ladespannung U_L der Kondensatorbatterie

Abb. 13 Anordnung der Spule zur Strommessung

4.3.2 Triggerung

Das Zwischenrohr (vgl. Abb. 6) trägt u. a. Dünnschichtsonden, die elektrische Impulse zur Triggerung der Kondensatorbatterie (und der Oszillographen) liefern. Diese Sonden sprechen auf den Temperatursprung hinter der Stossfront an (genaue Beschreibung der Funktionsweise in [3]). Das Zwischenrohr hat auch Fenster, so dass vom Eigenleuchten (das Gas leuchtet schon unmittelbar hinter bzw. in der Stossfront, weil Moleküle angeregt werden, die als Verunreinigungen immer vorhanden sind, vgl. [3]) über Multiplier ebenfalls Triggerimpulse gewonnen werden können. Abb. 13 zeigt ein Blockschaltbild der Batterietriggerung.

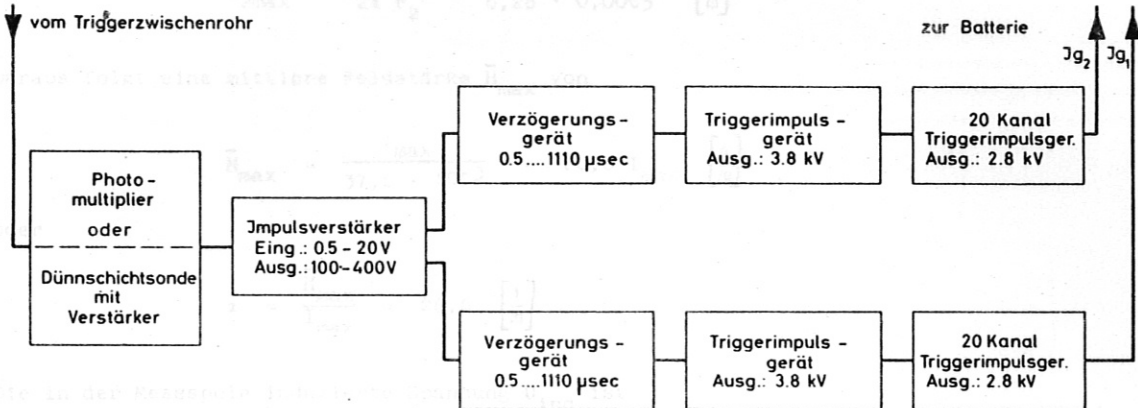


Abb. 13 Triggeranordnung zur Auslösung der Kondensatorentladung

5. MESSAPPARATUR

5.1. Strommessspulen und Kalibrierung

Der Strom wird induktiv mit Hilfe einer kleinen einwindigen Spule gemessen, die in geringem Abstand am Stab des Verbindungsbügels (vgl. Abb. 8) angebracht wird, wie Abb. 14 veranschaulicht.

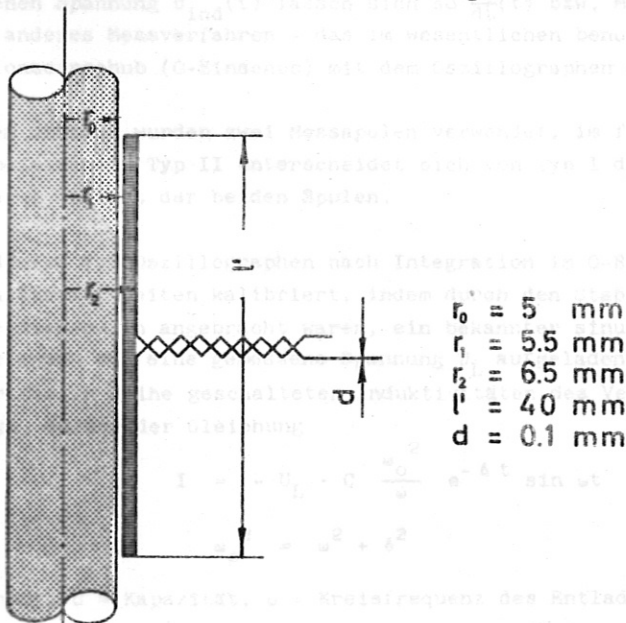


Abb. 14 Anordnung der Spule zur Strommessung

Wird der Stab in erster Näherung als unendlich lang angenommen, und fliesst ein Strom I, so folgt aus

$$\int (\frac{1}{r} \cdot dl) = I \quad (4)$$

sofort

$$H_{\phi} = H = \frac{I}{2\pi r} \quad (5)$$

Für die Magnetfeldstärke am Ort der Spule (vgl. Abb. 14) gelten also

$$H_{1\max} = \frac{I_{\max}}{2\pi r_1} = \frac{I_{\max}}{6,28 \cdot 0,0055} \left[\frac{A}{m} \right] \quad (5')$$

$$H_{2\max} = \frac{I_{\max}}{2\pi r_2} = \frac{I_{\max}}{6,28 \cdot 0,0065} \left[\frac{A}{m} \right]$$

Daraus folgt eine mittlere Feldstärke \bar{H}_{\max} von

$$\bar{H}_{\max} = \frac{I_{\max}}{37,6 \cdot 10^{-3}} = 26,6 I_{\max} \left[\frac{A}{m} \right] \quad (5'')$$

oder

$$\alpha = \frac{\bar{H}_{\max}}{I_{\max}} = 26,6 \left[\frac{1}{m} \right] \quad (6)$$

Die in der Messspule induzierte Spannung U_{ind} ist

$$U_{\text{ind}} = - \frac{d\Phi}{dt} = - F \cdot \mu_0 \cdot \frac{dH}{dt} = - F \cdot \mu_0 \alpha \frac{dI}{dt} \quad [V] \quad (7)$$

$$(F = \text{Spulenfläche} = l'(r_2 \cdot r_1) = 40 \text{ mm}^2)$$

$$U_{\text{ind}} = 4 \cdot 10^{-5} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 26,6 \cdot \frac{dI}{dt}$$

$$U_{\text{ind}}(t) = 1,34 \cdot 10^{-9} \frac{dI}{dt}(t) \quad [V] \quad (7')$$

Aus der gemessenen Spannung $U_{\text{ind}}(t)$ lassen sich so $\frac{dI}{dt}(t)$ bzw. mittels graphischer Integration $I(t)$ herleiten. Ein anderes Messverfahren - das im wesentlichen benutzt wurde - besteht darin, über einen Integrationseinschub (0-Einschub) mit dem Oszillographen direkt $I(t)$ zu registrieren.

Aus historischen Gründen wurden zwei Messspulen verwendet, im folgenden mit Messspule "Typ I" bzw. "Typ II" bezeichnet. Typ II unterscheidet sich von Typ I durch eine bessere Abschirmung. Abb. 15 zeigt eine Ansicht der beiden Spulen.

Die für diese Spulen vom Oszillographen nach Integration im 0-Einschub in mV registrierte Anzeige wurde direkt in Stromeinheiten kalibriert, indem durch den Stab eines Verbindungsbügels, an dem abwechselnd die Messspulen angebracht waren, ein bekannter sinusförmiger Strom geschickt wurde. Der Strom wurde einem auf eine gemessene Spannung U_L aufgeladenen Kondensator ($C = 50,1 \mu F$) entnommen und über die in Reihe geschalteten Induktivitäten des Verbindungsbügels und zweier grösserer Spulen geschickt. Gemäss der Gleichung

$$I = - U_L \cdot C \frac{\omega_0^2}{\omega} e^{-\delta t} \sin \omega t \quad (8)$$

$$\omega_0^2 = \omega^2 + \delta^2$$

(U_L = Ladespannung, C = Kapazität, ω = Kreisfrequenz des Entladungskreises, δ = Dämpfungsfaktor)

kann der Strom I ermittelt werden, da ω und δ den Oszillogrammen entnommen werden können und die anderen Grössen bekannt sind.

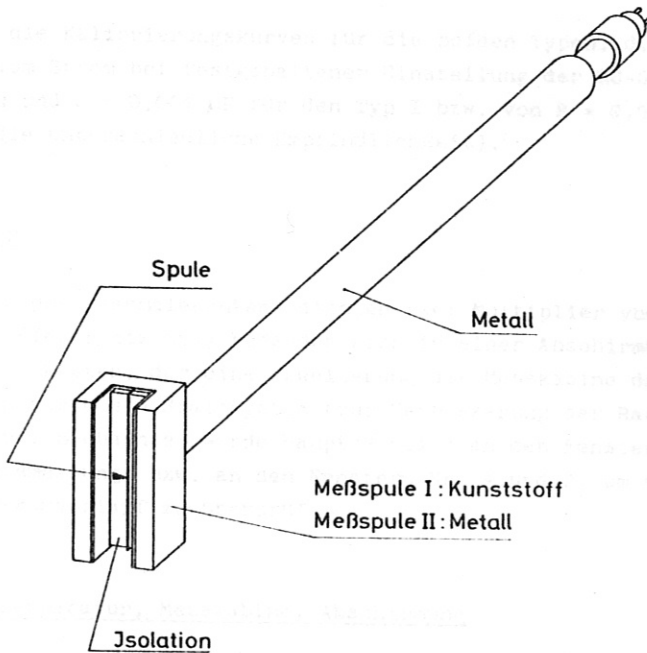


Abb. 15 Strommessspulen vom Typ I und II
(einwindige, rechteckige Spulen)

(Durch das Zuschalten der Spulen entsprach die Frequenz etwa der Anstiegszeit des späteren Messsignals. Sie ist bei Benutzung des 0-Einschubes für die Kalibrierung nicht wichtig, weil sich der Strom proportional der Frequenz erhöht, die negative Verstärkung am 0-Einschub aber proportional der Frequenz zunimmt.)

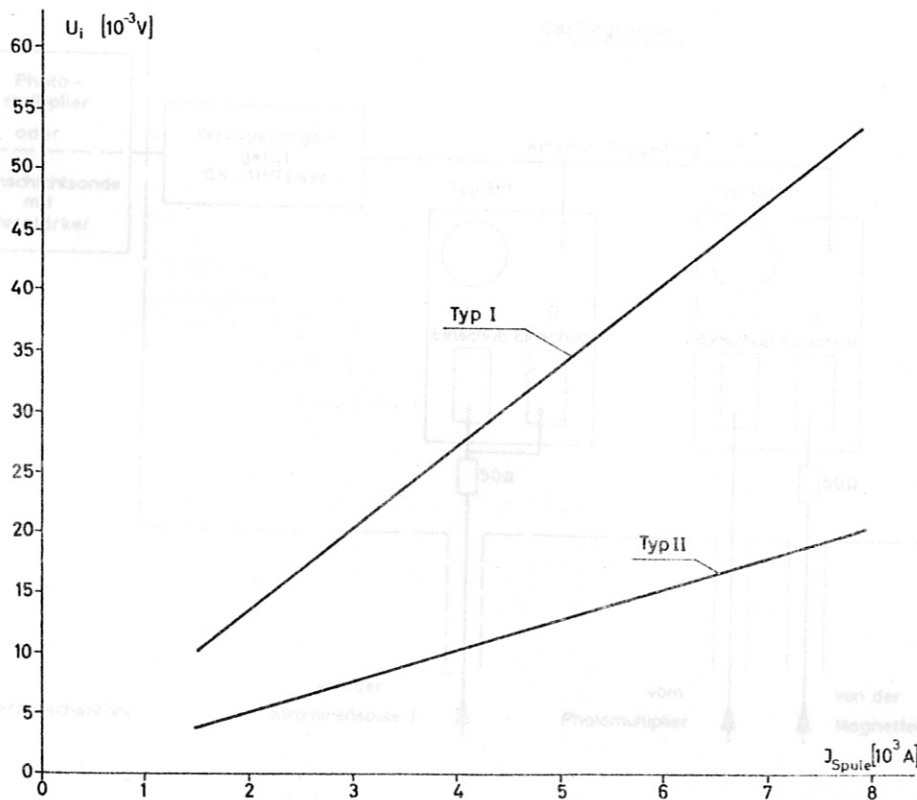


Abb. 16 Kalibrierungskurven der Messspulen Typ I und II

Abb. 16 zeigt die Kalibrierungskurven für die beiden Typen, d. h. die Abhängigkeit der registrierten Spannung vom Strom bei festgehaltener Einstellung der RC-Glieder des Integrationseinschubes von $R = 0,2 \text{ M}\Omega$ und $C = 0,001 \mu\text{F}$ für den Typ I bzw. von $R = 0,5 \text{ M}\Omega$ und $C = 0,001 \mu\text{F}$ für den Typ II (das erklärt die unterschiedliche Empfindlichkeit).

5.2. Multiplier

Zur Beobachtung des Plasmaleuchtens dienten zwei Multiplier vom Typ 1P 21 (RCA). Netzgerät und Oszillographen (Tektronix 551) befanden sich in einer Abschirmkabine (Siemens), die Multiplier in einem Abschirmkasten, der eine Erweiterung der Messkabine darstellt, vgl. 5.3. Das Licht wurde den Multipliern durch ein Spaltsystem (zur Verbesserung der Raumauflösung) über Fiber-Optik-Lichtleiter zugeführt. Beobachtet wurde hauptsächlich an den Fenstern Nr. 4 und 7 (vgl. Abb. 7) zur Geschwindigkeitsmessung, bzw. an den Fenstern Nr. 4 und 2, um auch die Koinzidenz zwischen Plasmaleuchten und Stromverlauf zu überprüfen.

5.3. Registrierapparatur, Messkabine, Abschirmung

Die verschiedenen Strom- und Lichtsignale wurden mit Oszillographen Typ 551 (Tektronix) registriert. Eine typische Messschaltung zeigt Abb. 17. Wegen der hohen Störsignale, die bei der Entladung der 30 kJ-Batterie entstehen, waren alle elektrischen Messgeräte in einer Abschirmkabine untergebracht. Durch Kupferrohre ist diese Kabine bis zu einem Abschirmkasten in der Nähe der Messkammer verlängert, der die Multiplier aufnahm. Alle Kabel waren doppelt abgeschirmt und bis zum Messort in Kupferrohren geführt.

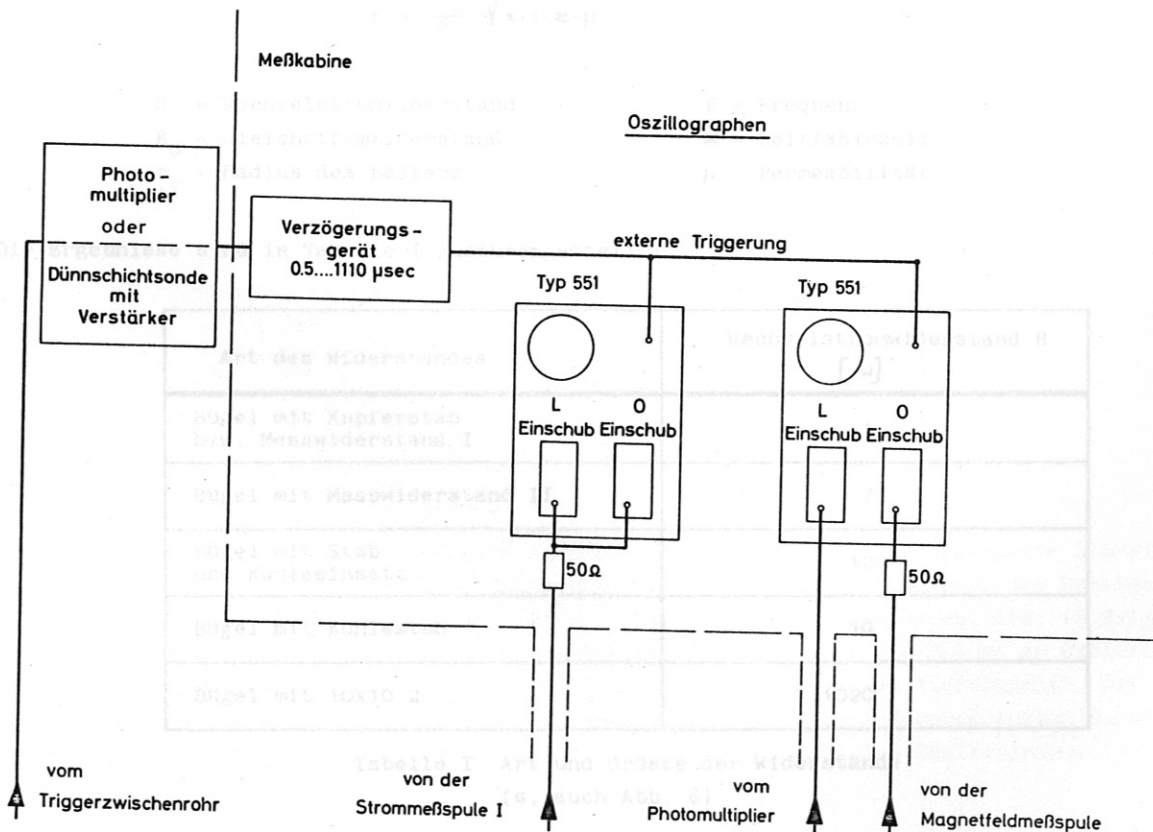


Abb. 17 Typische Messschaltung

5.4. Trommelkamera

Für Schmieraufnahmen wurden die Fenster der Messkammer Nr. 4 bis Nr. 7 (vgl. Abb. 7) bis auf Längsschlitze von 5 mm Breite abgedeckt. Für diese Aufnahmen stand eine Trommelkamera (Modell 316, Beckman-Whitley) zur Verfügung, die eine maximale Filmgeschwindigkeit von 0,3 mm/µs zulässt. Der Film rotiert senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Leuchtfront, so dass Weg - Zeit Diagramme geschrieben werden konnten.

6. DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN UND MESSERGEBNISSE

6.1. Messung von Aussenwiderstand und Induktivität

Zur Messung der Gleichstromwiderstände der Verbindungsbügel bzw. der Stäbe oder Messwiderstände in den Verbindungsbügeln wurden Ströme von einigen Ampère durch die Bügel geschickt und gleichzeitig der Strom und die am Bügel bzw. Stab oder Messwiderstand abfallende Spannung gemessen. Dadurch konnte der Widerstand mit einer Genauigkeit von ± 5 % bestimmt werden. Die zugehörigen Wechselstromwiderstände wurden mit Näherungsformeln für runde Leiter berechnet (vgl. z. B. [4]):

$$\frac{R}{R_0} = 1 + \frac{1}{3} x^4 \quad \text{für } x < 1$$

$$\frac{R}{R_0} = x + \frac{1}{4} + \frac{3}{64 \cdot x} \quad \text{für } x > 1$$

$$x = \frac{r_0}{2} \sqrt{\pi \cdot f \cdot \epsilon \cdot \mu}$$

- R = Wechselstromwiderstand
- R₀ = Gleichstromwiderstand
- r₀ = Radius des Leiters
- f = Frequenz
- ε = Leitfähigkeit
- μ = Permeabilität

Die Ergebnisse sind in Tabelle I zusammengestellt:

Art des Widerstandes	Wechselstromwiderstand R [Ω]
Bügel mit Kupferstab bzw. Messwiderstand I	1
Bügel mit Messwiderstand II	7
Bügel mit Stab und Kohleeinsatz	12
Bügel mit Kohlestab	70
Bügel mit 10x10 Ω	1020

Tabelle I Art und Grösse der Widerstände (s. auch Abb. 8)

Die Gesamtinduktivität des (zwischen den Elektroden durch einen Draht kurzgeschlossenen) Bügels wurde mit einem L-Messgerät (LARU, BN 610, Rhode und Schwarz) zu 0,20 µHy ± 5 % bestimmt. Diese Induktivität entspricht derjenigen der eigentlichen Entladungsschleife, die von dem Bügel und dem Stromkanal im Plasma gebildet wird.

6.2. Strom-, Spannungs-, Multiplier- und Trommelkammermessungen

6.2.1 Allgemeines

Die meisten Messungen wurden am mittleren Elektrodenpaar (Nr. 2, vgl. Abb. 7) durchgeführt (während die anderen Paare ebenfalls kurzgeschlossen waren), und die weiteren Angaben beziehen sich auf dieses Paar. Bei jedem Schuss wurde jeweils der zeitliche Verlauf des Stromes, des Plasmaleuchtens am Ort des Stromes (Fenster Nr. 2, vgl. Abb. 7) und der Magnetfeldverlauf (Crowbar-Signal, vgl. Abb. 10) gemessen, in der Mehrzahl der Fälle zur Kontrolle auch die in der Messspule induzierte Spannung (d. h. dI/dt) registriert. Die Verwendung eines zweiten Multipliers ermöglichte dabei die Messung der Stossfrontgeschwindigkeit. Bei einer Serie wurden auch Schmieraufnahmen gemacht (vgl. 5.4.), die Aufschlüsse über mögliche Änderungen der gasdynamischen Strömungsverhältnisse (Auftreten von reflektierten Stosswellen) geben sollten.

Variiert wurden

- die Elektrodenfläche F
- die Stärke des Magnetfeldes B
- der Ausgangsdruck p_0 (damit p_1 und v_1)
- der Aussenwiderstand R_a

Die Kombinationen, bei denen gemessen wurde, sind in Tabelle II zusammengefasst:

F [cm ²]	B [kG]	p_0 [Torr]	R_a [mΩ]
25	2 bis 5 4	1 0,1 bis 10	1 1
6	4	1	1; 7; 12; 70; 1020
0,5	4	1	1

Tabelle II Kombinationen von Elektroden, Magnetfeld, Anfangsdruck und Aussenwiderstand

6.2.2 Prinzipieller Verlauf der Messsignale

Trotz der sorgfältigen Abschirmung der Messkabel werden von den Strommessspulen Störsignale aufgefangen, die von dem Crowbar-Entladungsvorgang verursacht werden und sich den Messsignalen überlagern. Diese Störsignale können auch auf die Multiplierkabel einstreuen. Abb. 18 zeigt den typischen Verlauf der Strom-, Spannungs- und Lichtsignale (ohne dass die Polung am Oszillographen beachtet wird) für den Kurzschlussfall ($R_a = 1 \text{ m}\Omega$) zusammen mit den Störsignalen. Die Messsignale sind hervorgehoben bzw. (für Messspule I) herausgezeichnet. Die Störungen wurden durch Kontrollmessungen identifiziert. Diese Darstellung soll das Verständnis der Oszillogramme von Abb. 20 erleichtern.



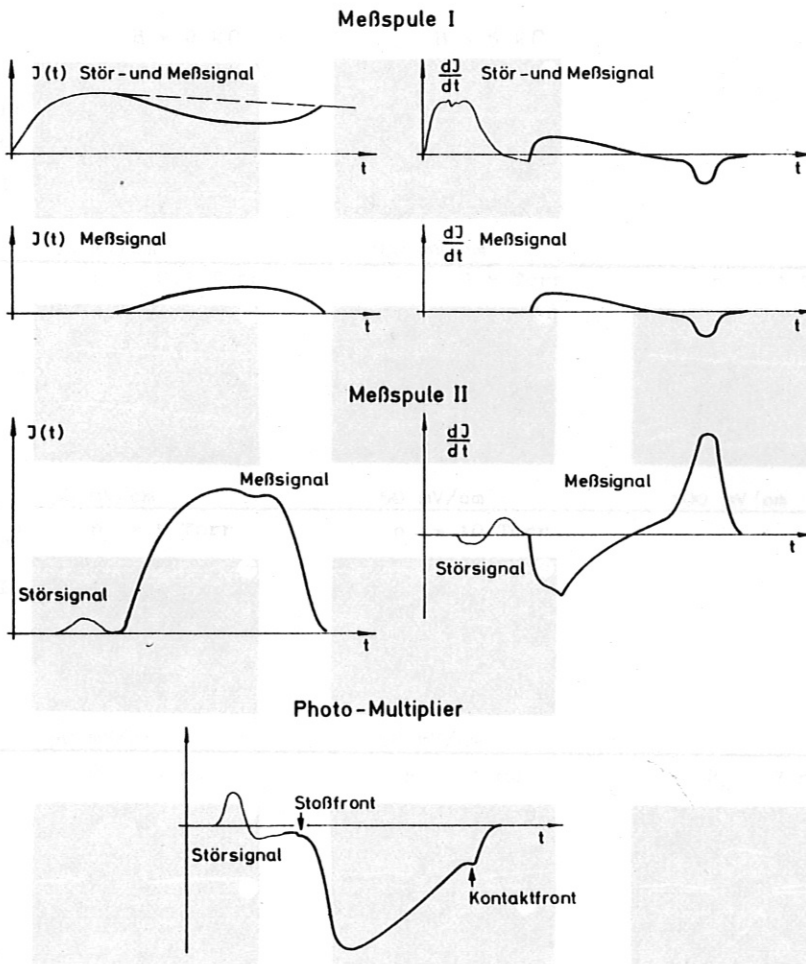


Abb. 18 Prinzipieller Verlauf der Messsignale

6.2.3 Ergebnisse der Multipliemessungen

Abb. 19 zeigt die aus den Multipliemessungen gewonnenen Geschwindigkeiten (ausgedrückt durch die Stossmachzahl) in Abhängigkeit vom Ausgangsdruck p_0 . Sie stimmen mit den Ergebnissen der in [3] beschriebenen ausführlicheren und genaueren Messungen überein, so dass die letzteren für die Berechnung der Plasmatdaten herangezogen werden konnten (vgl. [3]).

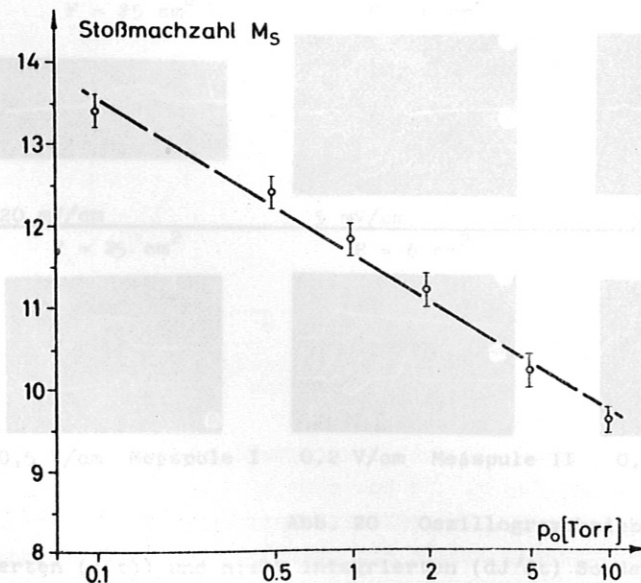


Abb. 19 Stossmachzahl in Argon als Funktion von p_0 bezogen auf eine Schallgeschwindigkeit von 313 m/s (bei 23° C). Entfernung von der 2. Membran: 8,96 m (Messkammermitte). Hochdruck: 100 Atm Wasserstoff (vgl. [3]).

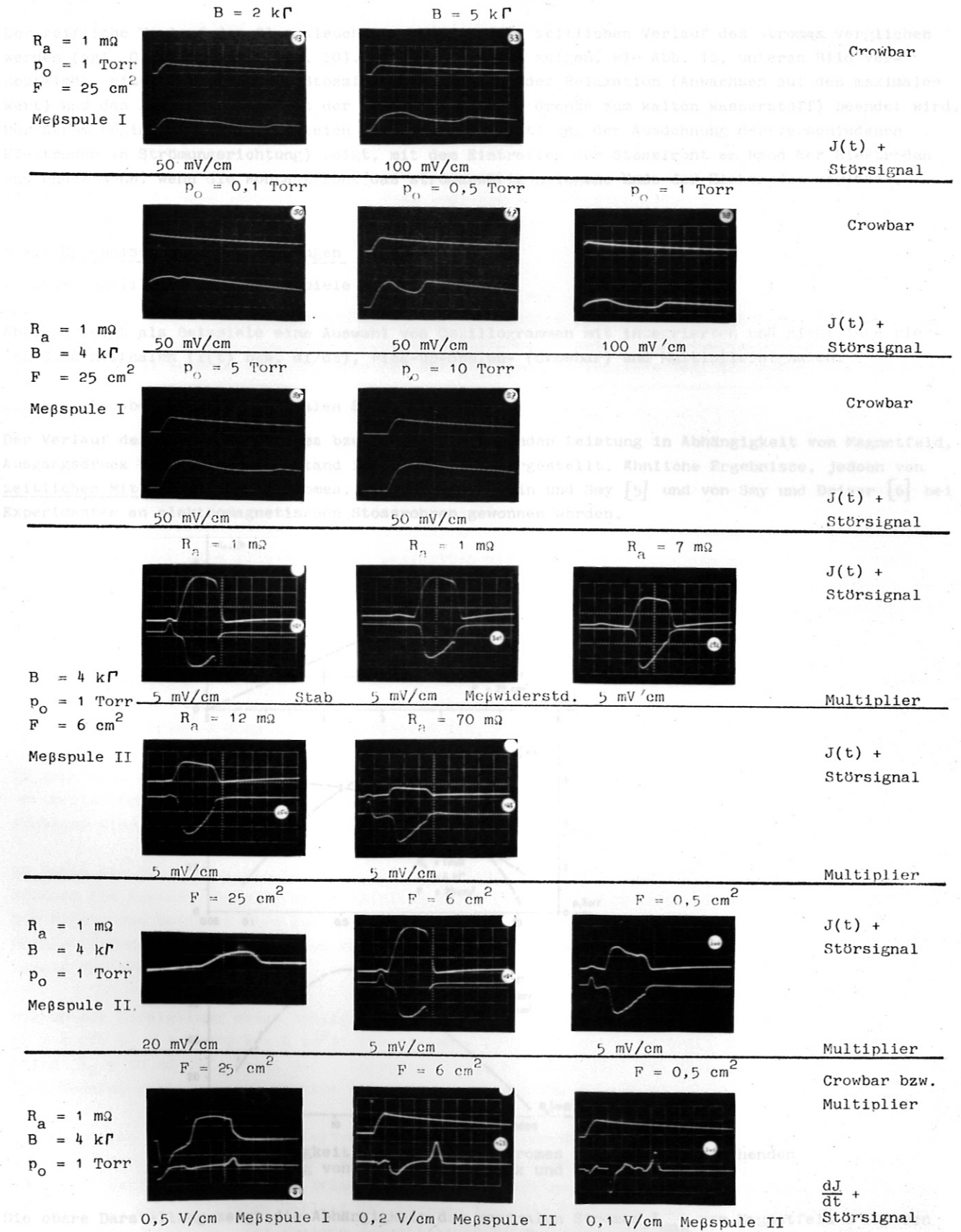


Abb. 20 Oszillogrammbeispiele

von integrierten ($J(t)$) und nicht integrierten (dJ/dt) SONDENSIGNALEN, Multiplier- und pick-upspulensignalen (Magnetfeld)

(Zeitablenkung: 50 $\mu\text{sec/cm}$; die Empfindlichkeiten beziehen sich auf die J - bzw. dJ/dt -Signale)

Der zeitliche Verlauf des Plasmaleuchtens kann mit dem zeitlichen Verlauf des Stromes verglichen werden (vgl. Oszillogramme, Abb. 20). Die Lichtsignale zeigen, wie Abb. 18, unteres Bild verdeutlicht, einen Sprung in der Stossfront, das Gebiet der Relaxation (Anwachsen auf den maximalen Wert) und das Abklingen, das mit der Kontaktfront (der Grenze zum kalten Wasserstoff) beendet wird. Der Strom beginnt, wie der Vergleich (unter Berücksichtigung der Ausdehnung der verschiedenen Elektroden in Strömungsrichtung) zeigt, mit dem Eintreffen der Stossfront am Rand der Elektroden und endet dann, wenn die Kontaktfront das stromabwärts gelegene Ende der Elektroden verlässt.

6.2.4 Ergebnisse der Strommessungen

6.2.4.1 Oszillogramme als Beispiele

Abb. 20 zeigt als Beispiele eine Auswahl von Oszillogrammen mit integrierten und nicht integrierten Sondersignalen ($I(t)$ bzw. dI/dt), Pick-up-Spulen- (Crowbar) und Multipliersignalen.

6.2.4.2 Angaben über den maximalen Strom

Der Verlauf des maximalen Stromes bzw. der entsprechenden Leistung in Abhängigkeit von Magnetfeld, Ausgangsdruck bzw. Aussenwiderstand ist in Abb. 21 dargestellt. Ähnliche Ergebnisse, jedoch von zeitlichen Mittelwerten des Stromes, sind auch von Pain und Smy [5] und von Smy und Driver [6] bei Experimenten an elektromagnetischen Stossrohren gewonnen worden.

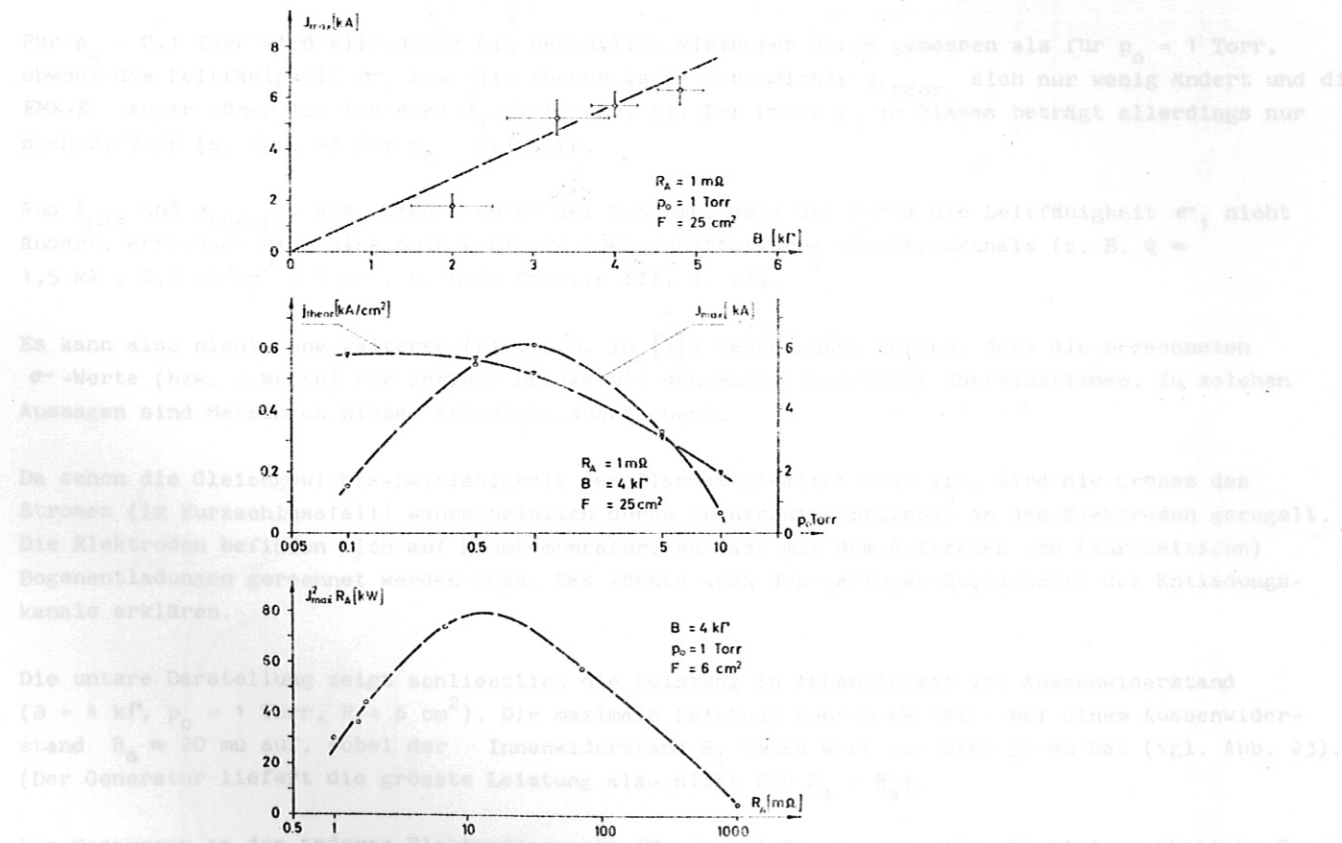


Abb. 21 Abhängigkeit des maximalen Stromes bzw. der entsprechenden Leistung von Magnetfeld, Druck und Aussenwiderstand

Die obere Darstellung zeigt die Abhängigkeit des maximalen Stromes I_{max} vom Magnetfeld B für den Kurzschlussfall ($R_a = 1 \text{ m}\Omega$), $p_0 = 1 \text{ Torr}$ und $F = 25 \text{ cm}^2$. Gestrichelt eingezeichnet ist die theoretische Kurve, die sich bei konstanter Leitfähigkeit, konstanter Geschwindigkeit und konstanter Querschnittsfläche der Entladung ergibt. Die höchst Stromstärke betrug etwas mehr als 6 kA. Sie sollte sich mit der Magnetfeldstärke steigern lassen.

Die mittlere Darstellung zeigt die Abhängigkeit des maximalen Stromes vom Ausgangsdruck p_0 , wieder im Kurzschlussfall mit $F = 25 \text{ cm}^2$ für $B = 4 \text{ kG}$. Bei dem Ausgangsdruck $p_0 = 1 \text{ Torr}$ zeigt die Kurve ein Maximum. Mit eingezeichnet ist die errechnete, theoretische Stromdichte (vgl. Abb. 5) bei der Gleichgewichtsleitfähigkeit $\sigma_1(V_1, p_0)$ für den Kurzschlussfall ($j_{\text{theor.}} = j_{\text{Ra}} = 0$).

Ein aus I_{max} und $j_{\text{theor.}}$ berechneter Querschnitt Q^* für den Strom im Plasma (z. B. $Q = 6 \text{ kA}$: $0,5 \text{ kA/cm}^2 = 12 \text{ cm}^2$) liefert Werte, die viel kleiner sind als die Elektrodenfläche (in diesem Fall 25 cm^2), s. auch Tab. III S. 27. Dies legt die Annahme nahe, dass entweder der Entladungskanal nicht den ganzen Stossrohrquerschnitt ausfüllt oder dass "Kurzschlüsse" schon im Plasma selbst einen Teil der Stromfäden schliessen.

Die in diesem Bericht beschriebenen Messungen geben (wie schon in Kap. 2 S. 3 angedeutet) nur Auskunft über den Anteil der Ströme im Plasma, der aussen über R_a geschlossen wird. - Wenn im folgenden die Ausdrücke "Stromkanal", "Entladungskanal", "Bogen" oder "Querschnittsfläche des Kanals" benutzt werden, so kann immer nur der im Plasma befindliche Teil des aussen geschlossenen Stromkreises gemeint sein.

Der ähnliche Verlauf der I - und $j_{\text{theor.}}$ -Kurven ab $p_0 = 0,5 \text{ Torr}$ kann dann so gedeutet werden, dass das Produkt $\sigma^* \cdot Q$ (effektive Leitfähigkeit mal Querschnittsfläche des Stromkanals) näherungsweise proportional σ_1 ist, d. h. eine Erhöhung der Leitfähigkeit durch den Strom im Entladungskanal ist mit einer Verengung des Entladungskanals verknüpft.

Für $p_0 = 0,1 \text{ Torr}$ wird allerdings ein wesentlich kleinerer Strom gemessen als für $p_0 = 1 \text{ Torr}$, obwohl die Leitfähigkeit σ_1 bzw. die theoretische Stromdichte $j_{\text{theor.}}$ sich nur wenig ändert und die EMK-E sogar höher ist (höheres V_1 , vgl. Abb. 5). Der Druck p_1 im Plasma beträgt allerdings nur noch 27 Torr (s. Abb. 4) für $p_0 = 0,1 \text{ Torr}$.

Aus I_{max} und $j_{\text{theor.}}$, also wieder unter der Annahme, dass der Strom die Leitfähigkeit σ_1 nicht ändert, errechnet sich eine noch kleinere Querschnittsfläche des Stromkanals (z. B. $Q \approx 1,5 \text{ kA} : 0,5 \text{ kA/cm}^2 = 3 \text{ cm}^2$, s. auch Tabelle III, S. 27).

Es kann also nicht ohne weiteres (wie z. B. in [7]) geschlossen werden, dass die berechneten σ -Werte (bzw. j -Werte) für geringe Drücke mit den wirklichen nicht übereinstimmen. Zu solchen Aussagen sind Messungen dieser Art nicht ausreichend.

Da schon die Gleichgewichts-Leitfähigkeit des Plasmas ziemlich hoch ist, wird die Grösse des Stromes (im Kurzschlussfall) wahrscheinlich durch Grenzsichtprozesse an den Elektroden geregelt. Die Elektroden befinden sich auf Raumtemperatur, so dass mit dem Auftreten von (kurzzeitigen) Bogenentladungen gerechnet werden muss. Das könnte auch den geringen Querschnitt des Entladungskanals erklären.

Die untere Darstellung zeigt schliesslich die Leistung in Abhängigkeit vom Aussenwiderstand ($B = 4 \text{ kG}$, $p_0 = 1 \text{ Torr}$, $F = 6 \text{ cm}^2$). Die maximale Leistung von 80 kW tritt bei einem Aussenwiderstand $R_a \approx 20 \text{ m}\Omega$ auf, wobei der Innenwiderstand R_i einen Wert von etwa $50 \text{ m}\Omega$ hat (vgl. Abb. 23). (Der Generator liefert die grösste Leistung also nicht für $R_i = R_a$).

Die Messungen an den anderen Elektrodenpaaren (Nr. 1 und Nr. 3, vgl. Abb. 7) liefern ähnliche Ergebnisse. Der Strom ist geringer, entsprechend dem an diesen Orten geringeren Magnetfeld (vgl. Abb. 11). Weiterhin lässt sich zeigen, dass die Stromentnahme an diesen Elektrodenpaaren die Vorgänge (d. h. den zeitlichen Verlauf des Stromes bzw. die Stromhöhe) an dem mittleren Elektrodenpaar nicht beeinflusst. Der Abstand des mittleren Elektrodenpaars von den anderen ist allerdings auch relativ gross.

*) Der so berechnete Querschnitt unterscheidet sich nur unwesentlich von dem aus R_i berechneten (s. Fussnote S. 3), weil $R_a = 1 \text{ m}\Omega \ll R_i$ ist.

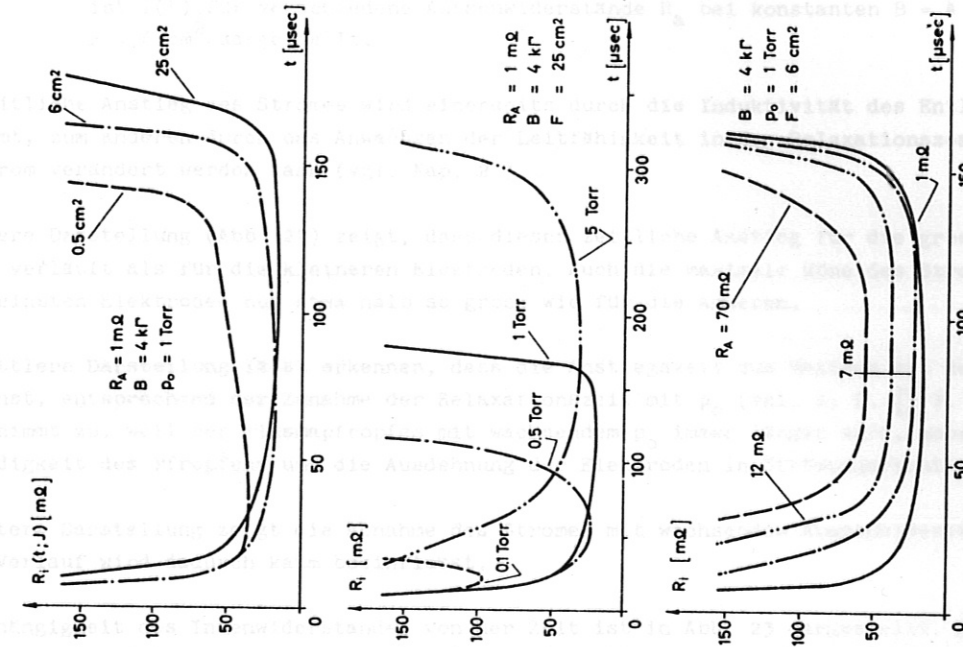


Abb. 23 Zeitlicher Verlauf des Innenwiderstandes mit Elektrodenfläche, Anfangsdruck und Aussenwiderstand als Parameter

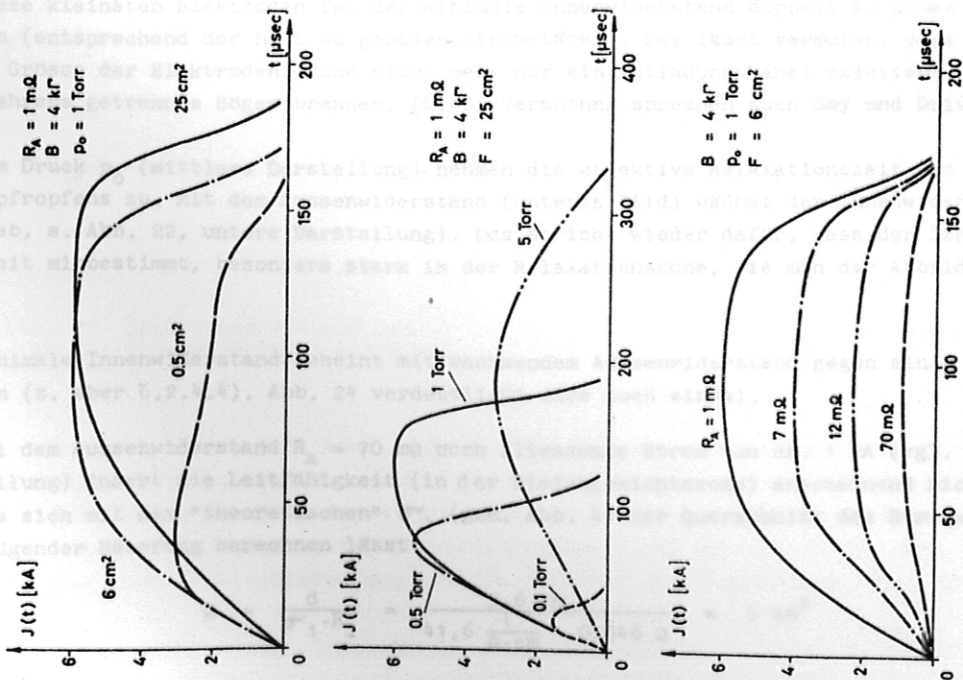


Abb. 22 Zeitlicher Verlauf des Stromes mit Elektrodenfläche, Anfangsdruck und Aussenwiderstand als Parameter

6.2.4.3 Zeitlicher Verlauf des Stromes und des Innenwiderstandes

Abb. 22 zeigt den Strom (aus vielen Messungen gewonnene Mittelwerte) als Funktion der Zeit. Er setzt mit der Ankunft der Stossfront an der Elektrode ein (vgl. 6.2.3.).

- Oben ist die Elektrodenfläche F Parameter bei konstanten $R_a = 1 \text{ m}\Omega$, $B = 4 \text{ k}\Gamma$, $p_o = 1 \text{ Torr}$,
- in der Mitte ist der Ausgangsdruck p_o variiert bei konstanten $R_a = 1 \text{ m}\Omega$, $B = 4 \text{ k}\Gamma$, $F = 25 \text{ cm}^2$
- unten ist $I(t)$ für verschiedene Aussenwiderstände R_a bei konstanten $B = 4 \text{ k}\Gamma$, $p_o = 1 \text{ Torr}$, $F = 6 \text{ cm}^2$ dargestellt.

Der zeitliche Anstieg des Stromes wird einerseits durch die Induktivität des Entladungskreises bestimmt, zum anderen durch das Anwachsen der Leitfähigkeit in der Relaxationszone, die wiederum vom Strom verändert werden kann (vgl. Kap. 2.).

Die obere Darstellung (Abb. 22) zeigt, dass dieser zeitliche Anstieg für die grossen Elektroden anders verläuft als für die kleineren Elektroden. Auch die maximale Höhe des Stromes ist für die kleinsten Elektroden nur etwa halb so gross wie für die anderen.

Die mittlere Darstellung lässt erkennen, dass die Anstiegszeit zum Maximum mit dem Ausgangsdruck p_o wächst, entsprechend der Zunahme der Relaxationszeit mit p_o (vgl. z. B. [3]). Auch die Stromdauer nimmt zu, weil der Plasmapropfen mit wachsendem p_o immer länger wird, wobei noch die Geschwindigkeit des Pfropfens und die Ausdehnung der Elektroden in Strömungsrichtung eingehen.

Die untere Darstellung zeigt die Abnahme des Stromes mit wachsendem Aussenwiderstand. Der zeitliche Verlauf wird dadurch kaum beeinflusst.

6.2.4.4 Strom und Innenwiderstand für die kleinsten Elektroden

Die Abhängigkeit des Innenwiderstandes von der Zeit ist in Abb. 23 dargestellt. Er wurde aus den Stromkurven der Abb. 22 ermittelt (vgl. Kap. 2, Gl.(3)). Der anfängliche Abfall des Innenwiderstandes ist im wesentlichen durch die Änderung der Leitfähigkeit in der Relaxationszone bestimmt, allerdings bleibt wohl ein gewisser Einfluss der Induktivität bestehen, weil der Strom selbst die Leitfähigkeit gerade in der Relaxationszone ändern wird. Die obere Darstellung zeigt z. B. für die $0,5 \text{ cm}^2$ -Elektroden, dass der Innenwiderstand schon nach etwa $30 \mu\text{s}$ den minimalen Wert erreicht hat. Diese Zeit der effektiven Relaxation ist sicherlich kürzer als die Relaxationszeit ohne Stromentnahme.

Für diese kleinsten Elektroden ist der minimale Innenwiderstand doppelt so gross wie für die anderen (entsprechend der halb so grossen Stromstärke). Das lässt vermuten, dass ab einer gewissen Grösse der Elektrodenfläche nicht mehr nur ein Entladungskanal existiert, sondern dass dann mehrere getrennte Bögen brennen. (Diese Vermutung sprechen auch Smy und Driver aus [6].)

Mit dem Druck p_o (mittlere Darstellung) nehmen die effektive Relaxationszeit und die Länge des Plasmapfropfens zu. Mit dem Aussenwiderstand (unteres Bild) wächst der Innenwiderstand (der Strom nimmt ab, s. Abb. 22, untere Darstellung). Das spricht wieder dafür, dass der Strom die Leitfähigkeit mitbestimmt, besonders stark in der Relaxationszone, wie man der Abbildung entnehmen kann.

Abb. 25 Zeitlicher Verlauf des Innenwiderstandes

Abb. 26 Zeitlicher Verlauf des Innenwiderstandes

Der minimale Innenwiderstand scheint mit wachsendem Aussenwiderstand gegen einen Grenzwert zu streben (s. aber 6.2.4.4). Abb. 24 verdeutlicht dies noch einmal.

Der bei dem Aussenwiderstand $R_a = 70 \text{ m}\Omega$ noch fliessende Strom von ca. 1 kA (vgl. Abb. 22, untere Darstellung) ändert die Leitfähigkeit (in der Gleichgewichtszone) anscheinend nicht mehr stark, so dass sich mit dem "theoretischen" σ_1 (gem. Abb. 4) der Querschnitt des Stromkanals vermutlich in genügender Näherung berechnen lässt:

$$Q = \frac{d}{\sigma_1 \cdot R_1} = \frac{9,6 \text{ cm}}{41,6 \frac{1}{\Omega \cdot \text{cm}} \cdot 0,046 \Omega} \approx 5 \text{ cm}^2$$

Dem entspricht ein Kanaldurchmesser

$$D \approx 2,5 \text{ cm,}$$

d. h. dass auch in diesem Fall der Strom nur einen kleinen Teil des Stossrohrquerschnittes ausfüllt.

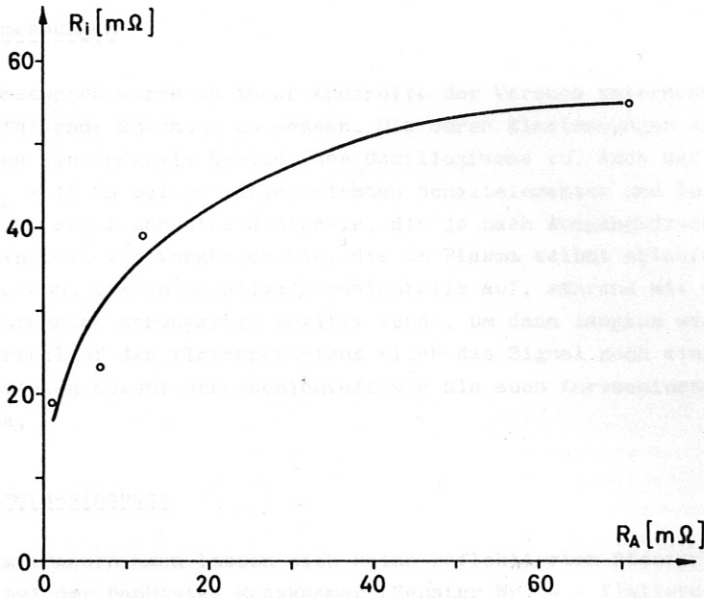


Abb. 24. Abhängigkeit des minimalen Innenwiderstandes R_i vom Aussenwiderstand R_a
 ($B = 4 \text{ kG}$, $p_0 = 1 \text{ Torr}$, $F = 6 \text{ cm}^2$)

6.2.4.4 Strom und Innenwiderstand für $R_a = 1 \Omega$

Auch für den relativ hohen Aussenwiderstand von 1Ω (vgl. Tab. I) wurde der Stromverlauf gemessen; er ist in Abb. 25 dargestellt. Den entsprechenden Innenwiderstand zeigt Abb. 26.

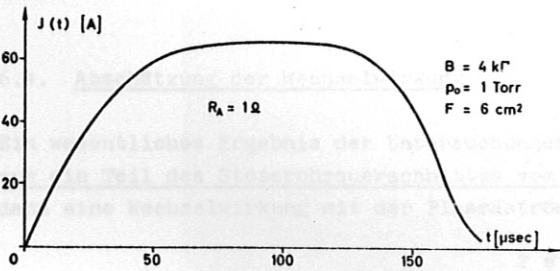


Abb. 25 Zeitlicher Verlauf des Stromes I für $R_a = 1 \Omega$

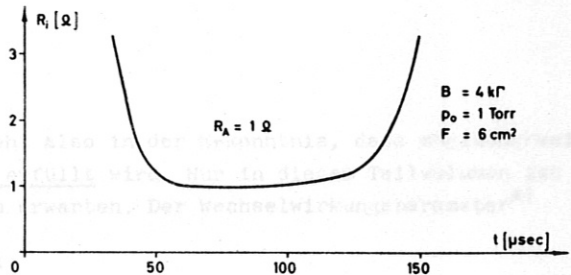
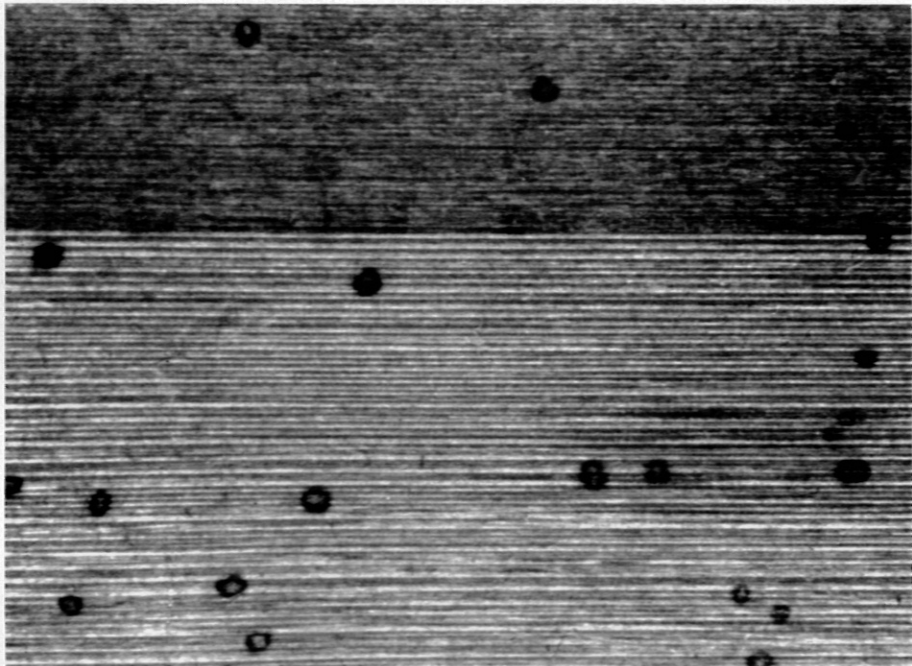


Abb. 26 Zeitlicher Verlauf des Innenwiderstandes R_i für $R_a = 1 \Omega$

Der Strom bleibt in diesem Fall sehr klein und der Innenwiderstand ist wesentlich höher als der mit σ_1 theoretisch berechnete Widerstand des Plasmas allein. Offenbar wird praktisch der gesamte Widerstand durch kalte Grenzschichten verursacht. Dass bei den höheren Strömen (kleines R_a) der Widerstand dieser Grenzschicht offensichtlich kleiner wird, spricht dafür, dass Bögen brennen, die an den Elektroden kontrahieren und die Grenzschicht stark aufheizen, bzw. "durchstossen".



a) Kathode



b) Anode

Abb. 27a,b Vergrösserte Ausschnitte der Elektrodenflächen (Messing) nach einem Schuss
($R_a = 1 \text{ m}\Omega \hat{=} I_{\text{max}} = 8 \text{ kA}$ bei $B = 4,5 \text{ k}\Gamma$; $p_4 = 100 \text{ atu}$ Wasserstoff,
 $p_0 = 1 \text{ Torr}$ Argon)

Ein vergleichbares Wechselwirkungsvolumen, in dem die Wechselwirkung bei gleicher Wechselwirkungslänge $l = D$ - aber über den ganzen Stossrohrquerschnitt verteilt - stattfinden würde, wäre das Volumen einer Plasmascheibe von der Dicke des Bogendurchmessers D mit dem Volumen

$$\text{Vol}_W = \frac{\pi}{4} d^2 \cdot D \quad (10a)$$

(d = Innendurchmesser des Stossrohres, D = Durchmesser des Lichtbogens)

Das Volumen des Bogens selbst dagegen ist näherungsweise

$$\text{Vol}_B = Q \cdot d = \frac{\pi}{4} D^2 \cdot d \quad (10b)$$

Das Verhältnis

$$\text{Vol}_B / \text{Vol}_W = D/d \quad (11)$$

liegt je nach Anfangsdruck p_0 zwischen 0,2 und 0,4 (s. Tab. III). Selbst bei einem Wechselwirkungsparameter ≈ 1 im Bogen selbst wird deshalb die Wirkung auf die Gesamtströmung klein bleiben.

6.5. Abschätzung des Eigenmagnetfeldes

Bei allen bisherigen Betrachtungen ist das vom Strom selbst verursachte Magnetfeld, das bei den maximalen gemessenen Strömen in die Größenordnung des äusseren Magnetfeldes kommen kann, nicht berücksichtigt. Eine Abschätzung des Verhältnisses von Eigenmagnetfeld zu äusserem Magnetfeld lässt sich mit Hilfe der 2. Maxwellgleichung

$$\text{rot } \mathcal{L} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (12)$$

durchführen. Mit den vorläufigen Annahmen, dass das Gesamtmagnetfeld \mathcal{L} vom von aussen angelegten Magnetfeld \mathcal{L}_0 nicht sehr verschieden ist, und dass der Strom senkrecht zwischen den Elektroden fließt, sind

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= (0, 0, B_0) \\ \mathcal{L}_0 &= (V_1, 0, 0) \\ \mathbf{j} &= (0, -j_y, 0) \end{aligned}$$

Gl.(12) reduziert sich also zu

$$(\text{rot } \mathcal{L})_y = -\mu_0 j_y \quad (12')$$

$$\approx \frac{\Delta B_x}{\Delta z} - \frac{\Delta B_z}{\Delta x} = -\mu_0 j_y \quad (12'')$$

Daraus folgt mit

$$\mathbf{j} = \sigma_1 \cdot V_1 \cdot B \quad (13)$$

sofort

$$\frac{\Delta B_z}{B} = \mu_0 \sigma_1 V_1 \Delta x \quad (14)$$

Mit $\Delta x = l = D$ (l = Wechselwirkungslänge) und beispielsweise $B = 4 \text{ kG}$ nimmt der Quotient Werte bis zu 0,6 an (s. auch Tabelle III). Das Eigenmagnetfeld kann also durchaus vergleichbar mit dem äusseren Feld werden, und die ursprüngliche Annahme ist häufig nicht erlaubt. Wird der Strom nicht als ebene

Schicht, sondern mit kreiszylindrischem Querschnitt angenommen, so ergibt die Abschätzung mit

$$\oint (j \cdot d\delta) = I = H \cdot 2\pi r \quad (15)$$

und

$$\Delta B = 2 \mu_0 \cdot H_{\text{Kanalrand}} \quad (16)$$

sofort

$$\Delta B = \frac{2 \mu_0 \cdot I}{\pi \cdot D} \quad (17)$$

und damit Werte für $\Delta B/B$, die halb so gross sind wie die aus (14).

Unter den Annahmen der ersten Abschätzung ändert das Eigenmagnetfeld nur den Gradienten des Gesamtfeldes in Strömungsrichtung. Die zweite Abschätzung macht aber deutlich, dass das Feld auch "verbogen" wird. Da sich die Wechselwirkung bei den hier beschriebenen Experimenten aber ohnehin als klein erwies, beeinflusst das noch nicht die bisherigen Schlussfolgerungen.

6.6. Zusammenstellung charakteristischer Werte

In Tabelle III sind verschiedene Werte zusammengefasst, die die experimentellen Bedingungen bei den verschiedenen Anfangsdrücken charakterisieren. Die Daten sind den Kapiteln 3, 6.2, 6.4 und 6.5 entnommen.

In allen Fällen gelten

$$B = B_0 = 4 \text{ kG}$$

$$p_4 = 100 \text{ Atu}$$

Treibgas: Wasserstoff

Testgas: Argon

Elektrodenfläche $F = 5 \text{ cm}^2$ bzw. 25 cm^2
(dabei ergeben sich keine Unterschiede)

Nr.	p_0 [Torr]	p_1 [Torr]	v_1 [10 ⁵ cm/s]	σ_1 [1/Ω·cm]	$j_{\text{theor.}}$ [A/cm ²]	I_{max} [kA]	R_i [mΩ]	Q [cm ²]	D [cm]	W [cm]	$\frac{\text{VolB}}{\text{VolW}}$ $\approx D/d$	$\Delta B/B_0$
1	0,1	20	3,75	37,4	585	1,54	97	2,8	1,89	3,74	0,20	0,33
2	0,5	110	3,25	41,0	568	5,43	21,9	10,2	3,61	2,02	0,37	0,60
3	1,0	188	3,04	41,6	515	6,11	19,4	12,2	3,94	1,42	0,41	0,63
4	5	678	2,54	31,8	314	3,30	31,4	10,5	3,65	0,29	0,38	0,37
5	10	1166	2,32	21,0	198	0,68	130	3,6	2,14	0,08	0,22	0,13

Tabelle III Charakteristische Werte

7. DISKUSSION

Die Messungen zeigten deutlich, dass beim Betrieb des Stosswellenrohres als Impulsstromgenerator der Ausgangsdruck $p_0 = 1$ Torr zur Erzielung möglichst hoher Ströme am günstigsten ist. Hinter der Stossfront herrscht dabei ein Druck $p_1 = 188$ Torr $\approx 1/4$ Atm. Der Stromimpuls lässt sich dabei durch Einbau der Messkammer näher zur Membran hin zwar verkürzen, dagegen praktisch kaum verlängern. Die zeitliche Verlängerung der Impulse durch Wahl höherer Ausgangsdrücke ist sofort mit einer deutlichen Verringerung des Stromes verbunden.

Der Verlauf des Stromes bzw. des Innenwiderstandes ist bei $p_0 = 1$ Torr ziemlich "rechteckig". Die Induktivität der Entladungsschleife von 200 nHy lässt bei einer EMK von 120 V einen anfänglichen Stromanstieg $dI/dt|_{t=0} = U_0/L = 6 \cdot 10^8$ A/s zu. Der gemessene Stromanstieg liegt aber höchstens bei $2 \cdot 10^8$ A/s. Daraus muss geschlossen werden, dass der Stromanstieg im wesentlichen durch die Relaxationszone hinter der Stossfront bestimmt wird, möglicherweise im weiteren Verlauf auch noch durch die Grenzschichten an den Elektroden. Die Leitungsführung zwischen den Elektroden genügt also den Anforderungen. Eine Erhöhung der Induktivität sollte aber vermieden werden.

Die Leitfähigkeit wird natürlich vom Strom ($I > 1$ kA!) beeinflusst: $\sigma = \sigma(I)^*$ (wie z. B. die Messungen des zeitlichen Verlaufs von Strom und Innenwiderstand erkennen lassen) und die kalten Elektroden führen zur Bildung von Lichtbögen, die noch von Schuss zu Schuss verschieden ansetzen. Grossflächige Elektroden erweisen sich als ungeeignet, zwischen ihnen eine starke Wechselwirkung zwischen Strömung und Magnetfeld zu erzwingen. Die Verwendung geheizter Elektroden, die imstande wären, hohe Stromdichten von z. B. $0,6$ kA/cm² zu liefern, führt zu schwierigen technologischen Problemen. Aussichtsreicher erscheint die Benützung von vielen kleinen Elektrodenpaaren neben- und hintereinander, die jedes mit einem eigenen Bügel verbunden sein müssen. Der Strom pro Elektrodenpaar kann dann zwar geringer werden, aber der Gesamtstrom und vor allem die Wechselwirkungslänge sollten sich so merklich erhöhen lassen.

Optische Untersuchungsmethoden erscheinen besonders geeignet, die Struktur und Verteilung der Lichtbögen im Wechselwirkungsbereich erkennen zu lassen. Fotos unterschiedlicher Schärfentiefe, Farbaufnahmen, die Benützung von Filtern sollten schon viele Informationen liefern. Interferometrische Messungen (mit Differential- und Mach-Zehnder-Interferometern) können darüberhinaus auch erste quantitative Aussagen über die Dichteverteilung liefern. Spektroskopische Methoden schliesslich können Aufschluss über die Beteiligung von abgedampftem Elektrodenmaterial am Entladungsvorgang liefern und die Änderung der Plasmamparameter im Entladungskanal erfassen. Vor allem in dieser Richtung sollen die Untersuchungen fortgesetzt werden.

Die Spannungsmessungen hatten noch nicht zum Erfolg geführt, sogar die Leerlaufspannung liess sich nicht widerspruchsfrei aus den Oszillogrammen ermitteln. Die Methode muss verbessert werden, damit weitere Spannungsmesswerte die Deutung der Entladungsvorgänge erleichtern.

Bei der Benützung vieler Elektrodenpaare muss damit gerechnet werden, dass es unter den bei diesen Experimenten herrschenden instationären Verhältnissen zu erheblichen Wechselwirkungen bzw. Kopplungen zwischen den einzelnen Kreisen kommt. Auch dieses Problem soll mit den weiteren Experimenten bearbeitet werden.

Wir möchten den Herren E. Schellen und H. Mishaar für die Bedienung des Stossrohres und vor allen Herrn H. Schmid für die Hilfe bei der Zusammenstellung und Auswertung des Materials unseren Dank aussprechen.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] E. Rebhan
Elektromagnetische Erzeugung von Stosswellen und Wechselwirkung von Stosswellen mit elektromagnetischen Feldern,
Laborbericht IPP 3/28, August 1965
- [2] H. Carls
L. Rehder
Plasmazusammensetzung hinter einer stationären Stoss-
welle in Argon-Krypton-Xenon im Gleichgewicht,
Priv. Mitteilung aus dem Institut für Experimental-
physik der Universität Kiel (Diplomarbeit Carls)
- [3] H. Nett
Bau einer Membranstossrohranlage für Plasmaexperi-
mente und Bestimmung der Plasmaparameter hinter der
primären Stossfront,
Laborbericht IPP 3/43, Oktober 1966
- [4] Kupfmüller
Einführung in die theoretische Elektrotechnik,
7. Auflage, S. 263
- [5] H.J. Pain
P.R. Smy
Experiments on Power Generation from a Moving Plasma,
J. Fluid. Mech. 10, 51-64 (1961)
- [6] P.R. Smy
H.S.T. Driver
Impedance of a Magnetohydrodynamic Generator,
British J. Appl. Phys. 16, 811-820 (1965)
- [7] B. Zauderer
Electrical Characteristics and Loss Mechanisms in
the Linear M.H.D. Generator,
International Symposium on Magnetohydrodynamic
Electrical Power Generation, Salzburg, Juli 1966,
SM-74-183

Wir möchten den Herren E. Sebastian und H. Käsbauer für die Bedienung des Stossrohres und vor allem Herrn H. Schmid für die Hilfe bei der Zusammenstellung und Auswertung des Materials unseren Dank aussprechen.